PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 1 — 1. Januar 1940 — Redaktionsschluß für Nr. 3 am 15. Januar 1940 — 41. Jahrgang

INHALT:

Berichte:

O. Hahn, S. Flügge und J. Mattauch, Die chemischen Elemente und natürlichen Atomarten nach dem Stande der Isotopen- und Kernforschung. (Mit Tafel I.) S. 1.

Abhandlungen:

R. Fleischmann, Anreicherung von N^{15} nach dem Trennrohrverfahren von Clusius und Dickel. S. 14.

R. Herzog, Elektronenoptische Zylinderlinsenwirkung der Streufelder eines Kondensators. S. 18.

Z. Gyulai, Der Doppler-effekt an Wasserwellen. S. 26.

Besprechungen:

Ritter von Füchtbauer, Georg Simon Ohm. Ein Forscher wächst aus seiner Väter Art. S. 27.

A. Thiel, Absolutkolorimetrie. S. 28.

Robert L. Weber, A Manual of Heat and Temperature Measurement. S. 28.

Nachrichten. S. 28.

BERICHTE

Die chemischen Elemente und natürlichen Atomarten nach dem Stande der Isotopen- und Kernforschung

(Bericht über die Arbeiten von Ende 1937 bis Ende 1939)

Von O. Hahn, S. Flügge und J. Mattauch

Mit Tafel I

Seit einer Reihe von Jahren hat der eine von uns in den „Berichten der Deutschen Chemischen Gesellschaft" jährlich einen Bericht über „die chemischen Elemente und natürlichen Atomarten nach dem Stande der Isotopen- und Kernforschung" herausgegeben. Das Interesse an dieser Zusammenstellung verschob sich dabei immer mehr zur Seite der Physik. Der Isotopenbericht wird deshalb von jetzt ab erstmalig in der „Physikalischen Zeitschrift" veröffentlicht. Die Zusammenstellung erscheint jedoch auf Wunsch der Redaktion der „Berichte der Deutschen Chemischen Gesellschaft" wie in früheren Jahren auch an der alten Stelle.

Die Unterteilung ist die gleiche wie bisher: Der erste Teil des Berichts bringt die Art der Berechnung der Atommassen aus massenspektrographischen und kernphysikalischen Ergebnissen. Der zweite Teil enthält das neu hinzugekommene Material über die Isotopenzusammensetzung der einzelnen Elemente und die chemischen Atomgewichte.

Statt wie bisher einer Tabelle folgen dann zwei Tabellen. Tabelle I bringt die Isotope und Atomgewichte der chemischen Elemente, soweit Ende 1939 bekannt, in gegenüber der früheren Anordnung erweiterter Form. In die Tabelle wurden auch die β-stabilen α-Strahler der natürlichen Zerfallsreihen aufgenommen, weil sie zur Festlegung der Packungsanteilkurve zwischen *Pb* und *U* notwendig sind. Als einziger Vertreter der Ordnungszahl 89 wurde auch der langlebige β-Strahler *Ac* eingetragen.

Für die Zwecke der Kernphysik ist es oft erforderlich zu wissen, mit welcher Sicherheit wahrscheinlich nicht existierende Isotope ausgeschlossen werden können. Soweit Messungen von maximal möglicher Häufigkeit vorliegen, wurden sie in Tabelle II zusammengestellt.

Schließlich folgt noch eine Kurve der Packungsanteile der einzelnen Atomarten mit Angabe der Genauigkeitsgrenzen der einzelnen Werte und Hinweis auf noch unsichere Stellen.

I. Atommassen aus massenspektrographischen und kernphysikalischen Ergebnissen

Zur genauen Festlegung der Atommassen wurde eine umfassende Neuberechnung vorgenommen.

a) Leichte Kerne

Hier liegen außer dem massenspektrographischen Material in großem Umfange Kernumwandlungswerte vor. Es wurde zur Neuberechnung wie folgt vorgegangen:

Zunächst wurden die drei Standardmassen ^1H, ^2D und ^{12}C berechnet unter Zugrundelegung der Messung für die drei Grunddubletts $^{12}CH_4 - {}^{16}O$, $D_3 - {}^{12}C^{++}$, $H_2 - D$. Es wurden gewogene Mittel gebildet aus den gut miteinander übereinstimmenden Meßergebnissen von Mattauch und Bönisch (M 4) einerseits und von Bainbridge und Jordan (L 4) andererseits und aus diesen Mittelwerten die Atommassen selbst berechnet. Für das erste dieser drei Dubletts ergibt sich ein Mittelwert, der sich mit einer Neubestimmung von Asada und Mitarbeitern (A 4) deckt. Die Werte der Grunddubletts von Aston, dessen Fehlerangabe recht groß ist, und der für $^{12}CH_4 - {}^{16}O$ einen etwas

abweichenden Wert erhält, wurden dabei nicht verwendet.

Weiterhin wurden die Massen von ^4He, ^7Li, ^9Be, ^{10}B, ^{11}B, ^{13}C, ^{14}N, ^{15}N, ^{20}Ne, ^{21}Ne, ^{22}Ne und ^{40}A aus den massenspektrographischen Dubletts von Bainbridge und Jordan (L 4) sowie von Mattauch und Mitarbeitern (M 2, M 3, M 4) neu berechnet (Gruppe I). Auch hier wurden gewogene Mittel aus den Einzelergebnissen unter Berücksichtigung der von den Verfassern angegebenen Fehlergrenzen gebildet. Die älteren Dublettmessungen von Mattauch bei $^{12}CH_3 - {}^{15}N$ und $^{16}OH_2 - {}^{18}O$ sowie die älteren Astonschen Messungen wurden dabei nicht verwertet (L 4).

Um weitere Elemente einzubeziehen, muß man auch Umwandlungsdaten zur Massenbestimmung heranziehen. Das Material über die bei Umwandlungen auftretenden Wärmetönungen wurde dem Bericht von Livingston und Bethe (L 4) entnommen und durch folgende neuere Messungen ergänzt:

$^9Be\ (p, \alpha)\ ^6Li$	$+ 2{,}279 \pm 0{,}04$	TME[1]		(A 2)
$^9Be\ (p, d)\ ^8Be^*$	$+ 0{,}580 \pm 0{,}006$	TME[1]		(A 1)
$^7Li\ (p, \alpha)\ ^4He$	$+ 18{,}55 \pm 0{,}03$	TME		(S 5)
$^6Li\ (d, \alpha)\ ^4He$	$+ 23{,}85 \pm 0{,}04$	TME		(S 5)
$^{18}O\ (p, \alpha)\ ^{15}N$	$+ 4{,}25 \pm 0{,}16$	TME		(B 8)
$^{15}N\ (p, \alpha)\ ^{12}C$	$+ 5{,}37 \pm 0{,}16$	TME		(B 8)

Zunächst wurde für zehn Reaktionen, an denen nur solche Kerne beteiligt sind, deren Massen bereits rein massenspektrographisch bestimmt waren, aus diesen Massen die Wärmetönung und ihre Fehlergrenzen berechnet. Aus dieser berechneten Wärmetönung und der bei der Umwandlung direkt beobachteten wurde ein gewogenes Mittel gebildet und mit Hilfe dieses Mittels jeweils aus der als richtig unterstellten Masse des einen an der Reaktion beteiligten Kerns die des anderen berechnet. Auf diese Weise wurden geringfügige Korrekturen noch an den massenspektrographischen Werten von ^7Li, ^9Be, ^{10}B, ^{13}C, ^{14}N und ^{15}N angebracht (Gruppe II).

Unter Zugrundelegung der rein massenspektrographischen Werte von Gruppe I und der korrigierten Werte von Gruppe II wurden sodann Kernumwandlungen benutzt, bei denen ebenfalls die Fehlergrenzen der Umwandlungsenergie angebbar sind, aber die Masse des einen Reaktionspartners noch nicht bei Gruppe I oder Gruppe II vorkam. Auf diese Weise konnten die Massen von $^3H^*$, ^3He, ^6Li, $^8Be^*$, $^{10}Be^*$, ^{17}O, ^{18}O, ^{19}F, ^{23}Na, $^{24}Na^*$ bestimmt werden (Gruppe III). Insbesondere ergibt sich $^8Be^*$ als α-labil, was auch den direkten Beobachtungen von Laaff (L 1) entspricht.

Kernreaktionen, an denen Neutronen beteiligt sind, wurden bis dahin nicht verwendet, da die Energiebestimmung von Neutronen immer etwas ungenauer ist als die von geladenen Teilchen. Die Masse des Neutrons selbst wurde aus dem durch zahlreiches experimentelles und theoretisches Material sehr sichergestellten Massendefekt des Deuterons von $2{,}35 \pm 0{,}02$ TME berechnet.

Gruppe IV umfaßt Massenbestimmungen unter Benutzung von weniger genau bekannten Wärmetönungen bei Kernumwandlungen, deren Fehlergrenzen nicht angegeben werden können. Es handelt sich dabei um den Massenbereich zwischen 24 und 34. Dabei wurde folgender Weg eingeschlagen: in Gruppe III war die Masse des β-labilen Kerns $^{24}Na^*$ mitbestimmt worden. Er zerfällt unter Emission von β- und γ-Strahlen mit einer Gesamtenergieabgabe von 5,0 TME in ^{24}Mg, dessen Masse hierdurch festgelegt wurde. Von dort führt die Reaktion $^{24}Mg\ (\alpha, p)\ ^{27}Al$ zum ^{27}Al, an welches die Isotope ^{25}Mg, $^{28}Al^*$ und ^{30}Si durch Kernreaktionen unmittelbar angeschlossen werden konnten. Die Reaktion $^{25}Mg\,(\alpha, p)\ ^{28}Al^*$ führt wieder zu einem radioaktiven Kern, aus dessen Zerfallsenergie von 3,7 TME die Masse von ^{28}Si angeschlossen werden kann. Sonst wurden β-Zerfallsenergien an keiner Stelle benutzt. Diese Gruppe IV umfaßt die stabilen Kerne ^{24}Mg, ^{25}Mg, ^{26}Mg, ^{27}Al, ^{28}Si, ^{30}Si, ^{31}P und ^{34}S.

Darüber hinaus liegt massenspektrographisches Material von Aston (A 5, L 4) vor für ^{29}Si, ^{31}P, ^{32}S, ^{35}Cl, ^{37}Cl, ^{36}A. Die Fehler können bei diesen Massen schon mehr als 1 TME betragen.

b) Schwere Kerne

Außer einigen Messungen von Aston (A 5) bei Ti, Cr, Br, Kr, X und von Mattauch (M 1) bei Sr verfügen wir über ein sehr umfangreiches Material durch die Arbeiten von Dempster (D 2) und Graves (G 2). Diese Neumessungen wurden den in der Tabelle angegebenen Massenwerten zugrunde gelegt. Die Packungsanteile ergeben eine Kurve, die in der Figur dargestellt ist. Sie zeigt einige Abweichungen vom glatten Verlauf. Von den Mattauchschen Bestimmungen bei Sr und den Astonschen bei Ni und Br, die von den Verfassern selbst als unsicher angesehen werden, wurde bei der Konstruktion der Kurve abgesehen. Die Kurve zeigt deutlich zunächst, daß kurz vor Fe ein Gebiet besonders starker Bindung liegt. Sie zeigt weiterhin ein Gebiet aus-

[1] Bei diesen Reaktionen wurde noch eine Korrektur angebracht. Die Wärmetönung war hier durch die Ablenkung der Partikeln in einem elektrischen Radialfeld bestimmt worden, wobei nicht berücksichtigt war, daß beim Eintreten in das Feld die Teilchen einen Potentialsprung überwinden müssen. — TME = tausendstel Masseneinheit. — Ein Sternchen bedeutet, daß der betreffende Kern nicht stabil ist.

gesprochen starker Bindung in der Gegend von *Kr*. Selbst wenn die absolute Lage der Astonschen Punkte für *Kr* zu tief wäre, so spräche doch immer noch ihre Lage relativ zueinander dafür, daß hier eine scharfe Ausbuchtung der Packungsanteilkurve nach unten vorliegt.

Besondere Schwierigkeit macht das Gebiet zwischen den Massen 150 und 190. Absolutwerte von Packungsanteilen stehen hier nirgends zur Verfügung. Lediglich folgende Packungsanteildifferenzen sind dort bekannt: *Yb* und *Cp* gegen *Sr* (mehrere Isotope), *W* und *Ta* gegen *Zr* (ebenfalls mehrere Isotope). Legt man für die Gegend um *Zr* und *Sr* den durch die Astonschen Messungen beim *Kr* in diesem Massengebiet naheliegenden und in der Figur eingezeichneten Verlauf zugrunde, so ergeben sich die eingetragenen Kreuze in dem Gebiet zwischen 170 und 190. Man darf aber sicher die Kurve nicht durch diese Punkte legen, da sie dann zwischen *Cp* und *Ta* so steil ansteigen würde, daß dort ein ganzer Bereich in höchstem Maße α-labil würde mit einer Zerfallsenergie von rund 10 MeV[1]). Um diese Punkte berücksichtigen zu können, wurde zunächst die Möglichkeit geprüft, daß die Kurve zwischen *Cp* und *Ta* eine Unstetigkeitsstelle durchläuft, so daß etwa bis zur Masse 156 aufwärts die Kurve von links her flach verläuft, dann etwa vom Packungsanteil $-0{,}5$ auf $+1$ springt und dann weiter flach genug verläuft, um auch den höheren Massen α-Stabilität zu garantieren. Auf ein solches Verhalten scheinen auch die bekannten Anomalien beim *Cp* hinzudeuten: die β-Aktivität und der extrem große Spin des seltenen ^{176}Cp-Isotops. Diese Möglichkeit läßt sich aber ausschließen. Damit nämlich der Kern $^{182}_{74}W$ existieren kann, dessen Packungsanteil $+1{,}5$ betragen soll, muß der doppelte α-Zerfall über $^{178}_{72}Hf$ in $^{174}_{70}Yb$ verboten sein. Der Packungsanteil von $^{174}_{70}Yb$ ist aber ebenfalls gemessen ($-0{,}7$). Die beiden Kerne unterscheiden sich, falls man beide Zahlen glauben dürfte, so stark in ihrer Masse, daß bei der Emission zweier α-Teilchen nacheinander aus ^{182}W insgesamt rund 30 MeV Energie frei würden. Es müßte also mindestens einer der beiden α-Zerfälle in der Natur stattgefunden und entweder alle ^{182}W-Kerne oder alle ^{178}Hf-Kerne bereits vernichtet haben. Demnach bleibt nur die Möglichkeit, die Punkte in dieser Gegend so festzulegen, daß sie auf eine vernünftige glatte Kurve fallen und größere Anomalien im Massengebiet um 90 herum, also bei den Bezugsmassen, anzunehmen. Zu diesem Zwecke wurde die Packungsanteilkurve zwischen den Massen 150 und 190, da sich eine völlige Vermeidung der α-Labilität in diesem Bereich nicht erreichen läßt und auch infolge der bekannten Aktivität von ^{148}Sm durchaus wahrscheinlich ist, so gelegt, daß sich überall eine α-Labilität mit einer Zerfallskonstante von 10^{-20} sec^{-1} ergab, d. i. eine rund 17mal längere Halbwertszeit, als sie beim ^{148}Sm beobachtet worden ist. Etwas andere Annahmen würden die Packungsanteilkurve kaum wesentlich geändert haben. Immerhin wäre es sehr erwünscht, dies Gebiet durch zahlreiche genaue Einzelmessungen noch besser zu belegen.

Am besten bekannt ist endlich die Gegend der natürlichen α-Strahler oberhalb von *Hg*. Die Kurve konnte hier deshalb auch wieder genauer unter Mitnahme der einzelnen differentiellen Schwankungen um den mittleren Verlauf herum gezeichnet werden. Die angegebenen Werte sind an die direkt bestimmten Packungsanteile von *Tl*, *Pb* und *Bi* angeschlossen mit Hilfe der von Flügge und Krebs (F 1) veröffentlichten Figur.

[1]) Bedeutet M die genaue Masse, A die Massenzahl eines Atoms, so ist der Packungsanteil f definiert durch

$$M = A\,(1+f).$$

Damit ein Kern der Masse M α-stabil ist, muß

$$M(A) - M(A-4) < M(^4He)$$

sein; d. h. wenn f in Einheiten 10^{-4} gemessen wird, da die ^4He-Masse um $38{,}4 \cdot 10^{-4}$ den ganzzahligen Wert übersteigt:

$$Af(A) - (A-4)\,f(A-4) < 38{,}4.$$

Sieht man den Sprung um 4 Masseneinheiten als Differential an, so ergibt sich auf diese Weise die Gleichung

$$4\left(A\,\frac{df}{dA} + f\right) - 38{,}4 = 10\,E,$$

worin E die α-Zerfallsenergie in TME bedeutet.

II. Isotopenzusammensetzung der einzelnen Elemente und chemische Atomgewichte

Im folgenden werden die Änderungen, die gegenüber der 1938 erschienenen Tabelle von O. Hahn in Tabelle I vorgenommen wurden, des näheren durch Literaturzitate belegt.

Wasserstoff (1). Das bei der $D+D$-Reaktion entstehende H-Isotop ^3H wurde von Alvarez und Cornog (A 3) als langlebiger β-Strahler sehr kurzer Reichweite nachgewiesen. Es wurde daher als nicht stabile Atomart nicht mehr in die Tabelle aufgenommen.

Helium (2). Indem das Zyklotron als Massenspektrograph verwendet wurde, gelang es Alvarez und Cornog (A 3), im natürlichen *He* das Isotop ^3He mit sehr geringer Häufigkeit nachzuweisen. Für spektroskopisch reines (atmosphärisches) *He* ergab sich für das Häufigkeitsverhältnis $^3He/^4He$ der Wert 10^{-7}, für Bomben-*He* aus irdischen Gasquellen 10^{-8}. Für die Tabelle wurde der erste Wert übernommen.

Beryllium (4). Da es jetzt hinreichend gesichert erscheint, daß ^8Be und ^{10}Be instabil sind, wurden sie aus der Tabelle gestrichen (L 1, L 4).

Tabelle I. Isotope und Atomgewichte der chemischen Elemente, soweit Ende 1939 bekannt (Erläuterung s. S. 13)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Aktivität	Neutronenzahl $A-Z$	Häufigkeit in Proz.	Isotopengewicht M $^{16}O = 16$	Fehler von M TME	Packungsanteil f 10^{-4}	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen TME	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen MeV	Mittlere Massenzahl	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$: Berechnet aus Isotopenzusammensetzung	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$: Internationale Tabelle
0	Neutron	n	1		1	—	1,00895	0,022	89,5 ±0,22	—	—			
1	Wasserstoff	H	1		0	99,98	1,008131	0,0034	81,31 ±0,034	—	—	1,0083	1,0080	1,0081
		(D)	2		1	0,02	2,014726	0,0066	73,63 ±0,033	2,35	2,19			
2	Helium	He	3		1	$\sim 10^{-5}$	3,0170	0,1	56,66 ±0,33	8,2	7,6	4,0038	4,0027	4,003
			4		2	~100	4,003842	0,042	9,61 ±0,11	30,3	28,2			
3	Lithium	Li	6		3	7,9	6,01687	0,060	28,1 ±0,1	34,4	32,0	6,939	6,937	6,940
			7		4	92,1	7,01811	0,07	25,9 ±0,1	42,1	39,2			
4	Beryllium	Be	9		5	100	9,01505	0,11	16,72 ±0,12	62,2	57,9	9,0151	9,0126	9,02
5	Bor	B	10		5	20	10,01619	0,13	16,19 ±0,13	69,2	64,4	10,814	10,81	10,82
			11		6	80	11,01290	0,11	11,73 ±0,1	81,5	75,8			
6	Kohlenstoff	C	12		6	98,9	12,003892	0,029	3,243±0,024	98,6	91,8	12,015	12,012	12,010
			13		7	1,1	13,00758	0,056	5,83 ±0,043	103,9	96,7			
7	Stickstoff	N	14		7	99,62	14,007526	0,015	5,376±0,011	112,0	104,3	14,011	14,007	14,008
			15		8	0,38	15,00494	0,07	3,293±0,047	123,6	115,1			
8	Sauerstoff	O	16		8	99,76	16	Standard	0	136,6	127,2	16,0044	16,0000	16,0000
			17		9	0,04	17,00450	0,06	+2,647±0,035	141,1	131,4			
			18		10	0,20	18,00490	0,18	+2,72 ±0,1	149,7	139,3			
9	Fluor	F	19		10	100	19,00447	0,14	+2,353±0,074	158,2	147,3	19,0045	18,9993	19,00
10	Neon	Ne	20		10	90,00	19,998926	0,054	−0,537±0,027	171,9	160,0	20,196	20,191	20,183
			21		11	0,27	20,99980	0,20	−0,095±0,095	180,0	167,5			
			22		12	9,73	21,99862	0,35	−0,63 ±0,16	190,1	177,0			
11	Natrium	Na	23		12	100	22,99627	0,30	−1,62 ±0,13	200,6	186,7	22,996	22,990	22,997
12	Magnesium	Mg	24		12	77,4	23,9926		−3,08	212,4	197,7	24,330	24,323	24,32
			25		13	11,5	24,9941		−2,36	219,8	204,6			
			26		14	11,1	25,9899		−3,88	233,0	216,9			
13	Aluminium	Al	27		14	100	26,9902		−3,63	240,8	224,2	26,990	26,983	26,97
14	Silicium	Si	28		14	89,6	27,9870		−4,64	252,1	234,7	28,133	28,125	28,06
			29		15	6,2	28,9865		−4,66	261,6	243,5			
			30		16	4,2	29,9834		−5,53	273,6	254,7			
15	Phosphor	P	31		16	100	30,9851		−4,81	280,1	260,8	30,985	30,977	30,98
16	Schwefel	S	32		16	95,1	31,9823		−5,53	291,0	270,9			
			33		17	0,74								
			34		18	4,2	33,9804		−5,76	310,8	289,4	32,074	32,065	32,06
			36		20	0,016								
17	Chlor	Cl	35		18	75,4	34,9805		−5,57	319	297	35,472	35,462	35,457
			37		20	24,6	36,9786		−5,78	339	315			
18	Argon	A	36		18	0,31	35,9791	0,75	−5,81 ±0,21	328	306	39,962	39,926	39,944
			38		20	0,06								
			40		22	99,63								
19	Kalium	K	39		20	93,44						39,131	39,097	39,096
			40	β	21	0,012			(−6,0)					
			41		22	6,55								
20	Calcium	Ca	40		20	96,96								

18	Argon	*A*	37		20	24,6	36,9786			— 5,78		339	315	35,472	35,462	35,457
			36		18	0,31	35,9791	0,75		— 5,81 ±0,21		328	306			
			38		20	0,06								39,962	39,926	39,944
19	Kalium	*K*	39		20	93,44										
			40	β	21	0,012				(— 6,0)				39,131	39,097	39,096
			41		22	6,55										
20	Calcium	*Ca*	40		20	96,96										
			42		22	0,64										
			43		23	0,15				(— 6,2)				40,115	40,08	40,08
			44		24	2,07										
			46		26	0,003										
			48		28	0,185										
21	Scandium ...	*Sc*	45		24	100				(— 6,9)				45	44,96	45,10
22	Titan	*Ti*	46		24	7,95										
			47		25	7,75										
			48		26	73,45	47,966	0,47		— 7,08 ±0,10	446	415		47,925	47,88	47,90
			49		27	5,51	48,964	2,0		— 7,35 ±0,41	457	425				
			50		28	5,34	49,963	2,0		— 7,4 ±0,4	466	434				
23	Vanadium	*V*	51		28	100				(— 7,4)				51	50,95	50,95
24	Chrom	*Cr*	50		26	4,49										
			52		28	83,78	51,959	0,9		— 7,9 ±0,2	487	453		52,051	52,00	52,01
			53		29	9,43										
			54		30	2,30										
25	Mangan	*Mn*	55		30	100				(— 7,3)				55	54,94	54,93
26	Eisen	*Fe*	54		28	6,0	53,960	2,7		— 7,4 ±0,5	502	467				
			56		30	91,6	55,961	2,3		— 7,0 ±0,4	519	483		55,907	55,85	55,84
			57		31	2,1										
			58		32	0,28										
27	Kobalt	*Co*	59		32	100				(— 7,0)				59	58,94	58,94
28	Nickel	*Ni*	58		30	68,0				(— 7,1)						
			60		32	27,2	59,959	2,8		— 6,8 ±0,5	555	517		58,753	58,70	58,69
			61		33	0,1										
			62		34	3,8										
			64		36	0,9										
29	Kupfer	*Cu*	63		34	68	62,956	1,3		— 6,9 ±0,02	584	544		63,64	63,58	63,57
			65		36	32	64,955	1,3			603	561				
30	Zink	*Zn*	64		34	50,9	63,956	3,2		— 6,8 ±0,5	592	551				
			66		36	27,3	65,952	3,3		— 7,3 ±0,5	614	572				
			67		37	3,9								65,389	65,33	65,38
			68		38	17,4	67,956	3,5		— 6,5 ±0,5	628	585				
			70		40	0,5	69,954	3,7		— 6,5 ±0,5	648	603				
31	Gallium	*Ga*	69		38	61,5	68,955	3,5		— 6,5 ±0,5	637	593				
			71		40	38,5	70,953	3,6		— 6,6 ±0,5	657	612		69,770	69,70	69,72
32	Germanium ..	*Ge*	70		38	21,2										
			72		40	27,3										
			73		41	7,9				(— 6,7)				72,657	72,59	72,60
			74		42	37,1										
			76		44	6,5										
33	Arsen	*As*	75		42	100				(— 6,9)				75	74,93	74,91
34	Selen	*Se*	74		40	0,9										
			76		42	9,5										
			77		43	8,3				(— 7,2)				79,023	78,94	78,96
			78		44	24,0										
			80		46	48,0										
			82		48	9,3										
35	Brom	*Br*	79		44	50,6				(— 7,3)				79,988	79,91	79,916
			81		46	49,4										

Tabelle I (Fortsetzung). Isotope und Atomgewichte der chemischen Elemente, soweit Ende 1939 bekannt

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Aktivität	Neutronenzahl $A-Z$	Häufigkeit in Proz.	Isotopengewicht M $^{16}O = 16$	Fehler von M TME	Packungsanteil f 10^{-4}	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen TME	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen MeV	Mittlere Massenzahl	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$: Berechnet aus Isotopenzusammensetzung	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$: Internationale Tabelle
36	Krypton	*Kr*	78		42	0,35	77,945	1,6	− 7,0 ±0,2	724	674			
			80		44	2,01								
			82		46	11,52	81,939	1,3	− 7,5 ±0,2	765	712	83,902	83,82	83,7
			83		47	11,52								
			84		48	57,13	83,938	1,3	− 7,3 ±0,2	784	730			
			86		50	17,47	85,939	1,4	− 7,1 ±0,2	801	746			
37	Rubidium	*Rb*	85		48	72,8			(− 7,2)			85,544	85,46	85,48
			87	β	50	27,2								
38	Strontium	*Sr*	84		46	0,56								
			86		48	9,86			(− 6,9)			87,710	87,63	87,63
			87		49	7,02								
			88		50	82,56								
39	Yttrium	*Y*	89		50	100			(− 6,7)			89	88,92	88,92
40	Zirkon	*Zr*	90		50	48								
			91		51	11,5								
			92		52	22			(− 6,4)			91,325	91,24	91,22
			94		54	17								
			96		56	1,5								
41	Niob	*Nb*	93		52	100			(− 6,2)			93	92,92	92,91
42	Molybdän	*Mo*	92		50	15,5								
			94		52	8,7								
			95		53	16,3	94,945	8,6	− 5,8 ±0,9	871	811			
			96		54	16,8	95,946	4,7	− 5,6 ±0,5	879	818	95,982	95,90	95,95
			97		55	8,7	96,945	4,2	− 5,7 ±0,4	889	828			
			98		56	25,4	97,944	4,5	− 5,7 ±0,5	899	837			
			100		58	8,6								
44	Ruthenium ...	*Ru*	96		52	(5)	95,945	3,5	− 5,7 ±0,4	878	817			
			98		54									
			99		55	(12)	98,944	3,6	− 5,7 ±0,4	906	843			
			100		56	(14)						101,180	101,10	101,7
			101		57	(22)								
			102		58	(30)								
			104		60	(17)								
45	Rhodium	*Rh*	103		58	100			(− 5,3)			104	102,92	102,91
46	Palladium	*Pd*	102		56	0,8								
			104		58	9,3	103,946	4,2	− 5,2 ±0,4	947	882			
			105		59	22,6	104,945	4,3	− 5,2 ±0,4	957	891	106,631	106,55	106,7
			106		60	27,2	105,945	4,3	− 5,2 ±0,4	966	899			

			102	58	(30)								
			104	60	(17)								
45	Rhodium	*Rh*	103	58	100			(– 5,3)			103	102,93	102,91
			102	56	0,8								
46	Palladium	*Pd*	104	58	9,3	103,946	4,2	– 5,2 ±0,4	947	882	106,631	106,55	106,7
			105	59	22,6	104,945	4,3	– 5,2 ±0,4	957	891			
			106	60	27,2	105,945	4,3	– 5,2 ±0,4	966	899			
			108	62	26,8	107,943	4,3	– 5,2 ±0,4	986	918			
			110	64	13,5	109,942	4,4	– 5,2 ±0,4	1005	936			
47	Silber	*Ag*	107	60	52,5	106,948	3,2	– 4,8 ±0,3	971	904	107,950	107,87	107,880
			109	62	47,5	108,947	3,3	– 4,8 ±0,3	990	922			
48	Cadmium	*Cd*	106	58	1,4								
			108	60	1,0								
			110	62	12,8								
			111	63	13,0			(– 5,0)			112,465	112,38	112,41
			112	64	24,2								
			113	65	12,3								
			114	66	28,0								
			116	68	7,3								
49	Indium	*In*	113	64	4,5			(– 4,9)			114,910	114,82	114,76
			115	66	95,5								
50	Zinn	*Sn*	112	62	1,1								
			114	64	0,8								
			115	65	0,4								
			116	66	15,5	115,942	7,0	– 5,0 ±0,6	1055	982	118,785	118,76	118,70
			117	67	9,1								
			118	68	22,5	117,939	4,0	– 5,1 ±0,4	1076	1002			
			119	69	9,8	118,938	4,8	– 5,2 ±0,4	1086	1011			
			120	70	28,5								
			122	72	5,5	121,944	7,3	– 4,6 ±0,6	1107	1031			
			124	74	6,8	123,943	7,4	– 4,6 ±0,6	1126	1048			
51	Antimon	*Sb*	121	70	56			(– 4,7)			121,880	121,79	121,76
			123	72	44								
52	Tellur	*Te*	122	70	2,9								
			123	71	1,6								
			124	72	4,5								
			125	73	6,8			(– 4,4)			127,668	127,58	127,61
			126	74	19,0								
			128	76	32,8								
			130	78	33,1								
53	Jod	*J*	127	74	100			(– 4,4)			127	126,91	126,92
54	Xenon	*X*	124	70	0,094								
			126	72	0,088								
			128	74	1,91								
			129	75	26,23	128,946	1,4	– 4,2 ±0,1	1164	1084	131,400	131,31	131,3
			130	76	4,06								
			131	77	21,18								
			132	78	26,98	131,946	~ 5	– 4,1	1191	1109			
			134	80	10,55								
			136	82	8,95								
55	Caesium	*Cs*	133	78	100			(– 4,0)			133	132,91	132,91
56	Barium	*Ba*	130	74	0,101								
			132	76	0,097								
			134	78	2,42								
			135	79	6,6			(– 3,7)			137,422	137,33	137,36
			136	80	7,8								
			137	81	11,3								
			138	82	71,7								

Tabelle I (Fortsetzung). Isotope und Atomgewichte der chemischen Elemente, soweit Ende 1939 bekannt

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Aktivität	Neutronenzahl $A-Z$	Häufigkeit in Proz.	Isotopengewicht M $^{16}O = 16$	Fehler von M TME	Packungsanteil f 10^{-4}	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen TME	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen MeV	Mittlere Massenzahl	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$: Berechnet aus Isotopenzusammensetzung	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$: Internationale Tabelle
57	Lanthan.....	*La*	139		82	100	138,955	5,6	− 3,2 ±0,4	1242	1156	139	138,92	138,92
58	Cer	*Ce*	136		78	selten								
			138		80	selten								
			140		82	89			(− 3,5)			140,22	140,13	140,13
			142		84	11								
59	Praseodym	*Pr*	141		82	100			(− 3,4)			141	140,91	140,92
60	Neodym	*Nd*	142		82	25,95								
			143		83	13,0								
			144		84	22,6								
			145		85	9,2						144,402	144,32	144,27
			146		86	16,5	145,960	5,8	− 2,8 ±0,4	1298	1208			
			148		88	6,8	147,961	4,2	− 2,7 ±0,3	1314	1223			
			150		90	5,95	149,967	6,0	− 2,2 ±0,4	1326	1235			
62	Samarium	*Sm*	144		82	3								
			147		85	17								
			148	α	86	14								
			149		87	15			(− 2,4)			150,200	150,12	150,43
			150		88	5								
			152		90	26								
			154		92	20								
63	Europium	*Eu*	151		88	49								
			153		90	51			(− 2,2)			152,020	151,94	152,0
64	Gadolinium...	*Gd*	152		88	0,2								
			154		90	1,5								
			155		91	21	154,977	3,2	− 1,5 ±0,2					
			156		92	22	155,976	3,0	− 1,5 ±0,2			157,005	156,94	156,9
			157		93	17	156,976	3,2	− 1,5 ±0,2					
			158		94	22								
			160		96	16								
65	Terbium.....	*Tb*	159		94	100			(− 1,4)			159	158,93	159,2
66	Dysprosium...	*Dy*	158		92	0,1								
			160		94	1,5								
			161		95	22			(− 1,0)			162,548	162,49	162,46
			162		96	24								
			163		97	24								
			164		98	28								
67	Holmium.....	*Ho*	165		98	100								
68	Erbium	*Er*	162		94	0,25								
			164		96	2								
			166		98	(35)			(− 0,6)			167,167	167,11	167,2
			167		99	(24)								

			162		96	24						(– 1,0)			162,548	162,49	162,46
			163		97	24											
			164		98	28											
67	Holmium	Ho	165		98	0											
68	Erbium	Er	162		94	0,25											
			164		96	2											
			166		98	(35)						(– 0,6)			167,167	167,11	167,2
			167		99	(24)											
			168		100	(29)											
			170		102	(10)											
69	Thulium	Tm	169		100	100						(– 0,4)			169	168,95	169,4
70	Ytterbium	Yb	168		98	0,06											
			170		100	2											
			171		101	(9)											
			172		102	(23)						(– 0,6)			173,197	173,15	173,04
			173		103	(17)											
			174		104	(37)											
			176		106	(12)											
71	Cassiopeium	Cp	175		104	97,5						(+ 0,2)			175,025	174,98	174,99
			176	β	105	2,5											
72	Hafnium	Hf	174		102	(0,3)											
			176		104	(5)											
			177		105	(19)						(+ 0,5)			178,477	178,44	178,6
			178		106	(28)											
			179		107	(18)											
			180		108	(30)											
73	Tantal	Ta	181		108	100						(+ 0,8)			181	180,96	180,88
74	Wolfram	W	180		106	0,2											
			182		108	22,6											
			183		109	17,3						(+ 1,0)			183,963	183,93	183,92
			184		110	30,1											
			186		112	29,8											
75	Rhenium	Re	185		110	38,2						(+ 1,2)			186,236	186,21	186,31
			187		112	61,8											
76	Osmium	Os	184		108	0,018											
			186		110	1,59											
			187		111	1,64											
			188		112	13,3						(+ 1,6)			190,276	190,25	190,2
			189		113	16,2											
			190		114	26,4	190,038	16,3	+ 2,0	±0,9	1690	1490					
			192		116	40,9	192,038	7,5	+ 2,0	±0,4	1618	1506					
77	Iridium	Ir	191		114	38,5	191,040	10,2	+ 2,1	±0,5	1606	1495			192,230	192,22	193,1
			193		116	61,5	193,041	10,3	+ 2,1	±0,5	1623	1511					
78	Platin	Pt	192		114	0,8	(192,05)	(11,2)	(+ 2,7 | ±0,6)	(1605)	(1494)					
			194		116	30,2	194,040	7,8	+ 2,0	±0,4	1632	1519					
			195		117	35,3	195,040	5,9	+ 2,0	±0,3	1641	1528			195,156	195,14	195,23
			196		118	26,6	196,039	8,1	+ 2,0	±0,4	1651	1537					
			198		120	7,2	198,044	7,5	+ 2,2	±0,4	1664	1549					
79	Gold	Au	197		118	100	197,039	5,9	+ 2,0	±0,3	1659	1545			197	196,99	197,2
80	Quecksilber	Hg	196		116	0,15											
			198		118	10,12											
			199		119	17,04											
			200		120	23,25						(+ 2,4)			200,613	200,61	200,61
			201		121	13,18											
			202		122	29,54											
			204		124	6,72											
81	Thallium	Tl	203		122	29,1	203,057	9,2	+ 2,8	±0,5	1694	1577			204,413	204,42	204,39
			205		124	70,9	205,057	9,2	+ 2,8	±0,5	1711	1593					

Tabelle I (Fortsetzung). Isotope und Atomgewichte der chemischen Elemente, soweit Ende 1939 bekannt

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Aktivität	Neutronenzahl $A-Z$	Häufigkeit in Proz.	Isotopengewicht M $^{16}O = 16$	Fehler von M TME	Packungsanteil f $\cdot 10^{-4}$	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen TME	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen MeV	Mittlere Massenzahl	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$: Berechnet aus Isotopenzusammensetzung	Chemisches Atomgewicht für $O = 16$: Internationale Tabelle
82	Blei	*Pb*	204		122	1,5	204,058	0,2	+ 2,8 ± 0,5	1701	1584			
			206		124	23,6						207,242	207,24	207,21
			207		125	22,6								
			208		126	52,3	208,057	0,0	+ 2,7 ± 0,4	1737	1617			
83	Wismut	*Bi*	209		126	100	209,055	8,6	+ 2,6 ± 0,4	1748	1627	209	209,00	209,00
84	Polonium	*Po*	210	α	126				+ 2,81	1752	1631		210,00	
		AcC'	211	α	127				+ 3,08	1754	1633			
		ThC'	212	α	128				+ 3,16	1761	1640			
		RaC'	214	α	130				+ 3,45	1772	1651			
		AcA	215	α	131				+ 3,67	1776	1655			
		ThA	216	α	132				+ 3,84	1781	1660			
		RaA	218	α	134				+ 4,16	1791	1669			
86	Emanation	*An*	219	α	133				+ 4,15	1798	1675			
		Tn	220	α	134				+ 4,22	1805	1681			
		Rn	222	α	136				+ 4,50	1815	1690		222,04	222
88	Radium	*AcX*	223	α	135				+ 4,55	1822	1696			
		ThX	224	α	136				+ 4,64	1827	1701			
		Ra	226	α	138				+ 4,86	1840	1713		226,05	226,05
89	Actinium	*Ac*	227	β	138				+ 4,94	1847	1720		227,05	
90	Thorium	*RdAc*	227	α	137				+ 4,84	1847	1720			
		RdTh	228	α	138	(10^{-8})			+ 5,00	1852	1725			
		Io	230	α	140				+ 5,26	1864	1736			
		Th	232	α	142	100			+ 5,52	1875	1746	232	232,06	232,12
91	Protactinium	*Pa*	231	α	140				+ 5,37	1870	1741	231	231,06	231
92	Uran	*U II*	234	α	142	0,006			+ 5,51	1888	1758			
		AcU	235	α	143	0,720			+ 5,70	1893	1764	237,978	238,06	238,07
		U I	238	α	146	99,274			+ 6,28	1910	1778			

Tabelle II.

Ausschließungsgrenzen von wahrscheinlich nicht vorhandenen Isotopen

Element	A	Maximale Häufigkeit in Proz.	Literatur
1 *H*	3	10^{-10}	S 4
2 *He*	5	0,0001	B 3
3 *Li*	5	0,001	S 1
4 *Be*	8	0,001	N 6
10 *Ne*	23	0,001	B 2
11 *Na*	20, 21, 22, 24, 25	0,002	B 6
16 *S*	30, 35	0,002	N 8
	31	0,005	
	37, 38	0,0005	
17 *Cl*	39	0,004	N 2
18 *A*	37	0,005	N 3
	39, 41	0,01	
	42	0,0003	N 8
19 *K*	42, 43	0,0006	N 1
20 *Ca*	38	0,0017	N 8
	39	0,0025	
	41	0,0007	
	45, 47, 49, 50	0,0005	
22 *Ti*	42, 51, 52, 53	0,0007	N 8
	43	0,007	
	44, 45	0,0014	
	54	0,003	
24 *Cr*	49, 51, 56	0,001	N 13
	55	0,006	
25 *Mn*	53, 57	0,007	S 2
26 *Fe*	52, 53	0,002	N 13
	55	0,005	
	59	0,013	
	60	0,003	
27 *Co*	57	0,17	S 2
30 *Zn*	63	0,0013	N 3
	65	0,0025	
	69	0,0017	
33 *As*	71, 72, 73, 77, 78, 79	0,001	N 6
	74	0,005	
	76	0,002	
35 *Br*	73, 87	0,004	N 4
	74, 86	0,008	
	75, 84, 85	0,013	
	76	0,017	
	77, 83	0,03	
	78, 82	0,25	
	80	0,05	
36 *Kr*	76, 77, 79, 81, 88	0,0012	N 6
	87	0,0023	
37 *Rb*	80, 81, 89, 90	0,0007	N 3
	83	0,0012	
	84	0,0060	
	86	0,0056	
	88	0,0033	
38 *Sr*	80, 81, 82	0,0004	N 7
	83, 89	0,0008	
	85	0,0017	
	90, 91, 92	0,0003	

Tabelle II (Fortsetzung)

Element	A	Maximale Häufigkeit in Proz.	Literatur
39 *Y*	91	0,05	D 4
41 *Nb*	91, 95	0,25	S 2
42 *Mo*	88–91, 93, 99, 102–105	0,02	M 6
	101	0,03	
45 *Rh*	101	0,08	S 2
	105	0,10	
48 *Cd*	107, 109	0,043	N 3
	115	0,125	
	118	0,0068	
49 *In*	110, 111	0,01	S 1
	112, 116, 117	0,02	
	114	0,5	
	118	0,012	
	119	0,003	
53 *J*	123, 124, 125	0,002	N 6
	126	0,004	
	128	0,007	
	129	0,0025	
	130	0,0008	
	131	0,0004	
54 *X*	122, 123, 125	0,00045	N 6
	127	0,0009	
	133, 135, 137, 138	0,0018	
55 *Cs*	129, 130, 136, 137	0,001	N 6
	131	0,005	
	132	0,025	
	134	0,017	
	135	0,002	
56 *Ba*	128, 129, 131, 133, 140, 141	0,0007	N 7
	139	0,002	
	142	0,0004	
71 *Cp*	177	0,1	D 4
73 *Ta*	179	0,1	D 4
76 *Os*	182, 183, 185	0,003	N 5
	191	0,011	
	193	0,007	
	194	0,004	
79 *Au*	199	0,01	D 1
80 *Hg*	194, 195	0,0015	N 6
	197	0,0037	N 7
	203	0,0006	N 6
	205, 206	0,0016	
81 *Tl*	199–201, 206–209	0,002	N 7
	202, 204	0,003	
82 *Pb*	203	0,002	N 4
	205	0,01	
	209	0,0009	
	210	0,009	
83 *Bi*	205–207, 211–213	0,001	N 7
	208, 210	0,002	
92 *U*	231–233, 236	0,003	N 11
	237, 239	0,0083	
	240–242	0,0016	

Kohlenstoff (6). Massenspektrometrische Untersuchungen von Nier und Gulbransen (N 10) von CO_2 aus verschiedenen Quellen zeigen charakteristische Variationen des Häufigkeitsverhältnisses $^{12}C/^{13}C$ von maximal 5 Proz. Im allgemeinen erscheint das schwere Isotop in Kalkstein, das leichte in Pflanzen bevorzugt. Für die Tabelle wurde der Wert $^{12}C/^{13}C = 90 \pm 2$, den Nier und Gulbransen als mittleren Wert verwenden und für Luft gefunden hatten, aufgenommen; er stimmt gut mit der alten massenspektrometrischen Bestimmung von Vaughan, Williams und Tate (V 1) (91,6 ± 2,2) und der spektroskopischen Messung von Brosi und Harkins (B 7) (92,2 ± 3,7) überein.

Sauerstoff (8). In derselben Arbeit kontrollierten Nier und Gulbransen (N 10) auch den alten Mecke-Childsschen Wert für das Häufigkeitsverhältnis $^{16}O/^{17}O = 2500$ und fanden ihn innerhalb von 10 Proz. richtig.

Schwefel (16). Von Nier (N 8) wurde mit Sicherheit ein neues seltenes Isotop von der Massenzahl 36 nachgewiesen. Niers Neubestimmung der Häufigkeiten wurde auch für die anderen Isotope in die Tabelle aufgenommen.

Chlor (17). Hier wurde das von Nier und Hanson (N 2) ermittelte Häufigkeitsverhältnis $^{35}Cl/^{37}Cl = 3{,}07 \pm 0{,}03$ zugrunde gelegt.

Kalium (19). Die eingehenden Untersuchungen von Brewer (B 5) haben für das Häufigkeitsverhältnis von $^{39}K/^{41}K$ in Proben von Ozeanwasser verschiedener Herkunft und Tiefe den konstanten Wert 14,20 ergeben. Für Mineralien schwankt der Wert zwischen 14,1 und 14,6, in Pflanzenaschen sogar zwischen 12,6 und 14,6. Als mittlerer Wert wurde in der Tabelle 14,2 benutzt.

Calcium (20). Von Nier (N 8) wurden die bisher unbekannten Isotope ^{46}Ca und ^{48}Ca entdeckt und die relativen Häufigkeiten aller Ca-Isotope neu bestimmt.

Titan (22), Chrom (24), Eisen (26). Hier liegen neue genaue Messungen der relativen Häufigkeiten von Nier (N 8, N 13) vor, die für die Tabelle benutzt wurden.

Kobalt (27). Der Nachweis für ^{57}Co von Sampson und Bleakney (S 2) gründete sich auf die Auffindung einer Linie bei der Masse 92, die als $^{57}Co^{35}Cl$ gedeutet wurde, während die Massenzahl 57 selbst durch eine Verunreinigung besetzt war. Die Auffindung zweier Halbwertszeiten bei der Neutronenbestrahlung von Co schien diese Deutung zu stützen. Seitdem man die Erscheinung der Isomerie an anderen Elementen kennengelernt hat, entfällt diese Stütze. Die Existenz des Isotops ^{57}Co erscheint daher zu unsicher, und es wurde gestrichen.

Nickel (28). Von Lub (L 5) wurde die Existenz von ^{61}Ni mit der Parabelmethode bestätigt, jedoch eine viel geringere Häufigkeit gefunden, als früher von Dempster angegeben war, nämlich $^{61}Ni/^{64}Ni = 0{,}1$ (statt 1). Die von Lub umgerechneten Häufigkeitswerte wurden in die Tabelle eingesetzt.

Zink (30), Strontium (38). Von Nier (N 3, N 7) wurden genauere Bestimmungen der Häufigkeit durchgeführt.

Molybdän (42). Messungen von Mattauch und Lichtblau (M 6) ergaben die in die Tabelle übernommenen Häufigkeitswerte. ^{102}Mo ließ sich nicht nachweisen, trotzdem noch ein Hundertstel des Betrages der von de Gier und Zeeman (G 1) geschätzten Häufigkeit hätte gefunden werden müssen.

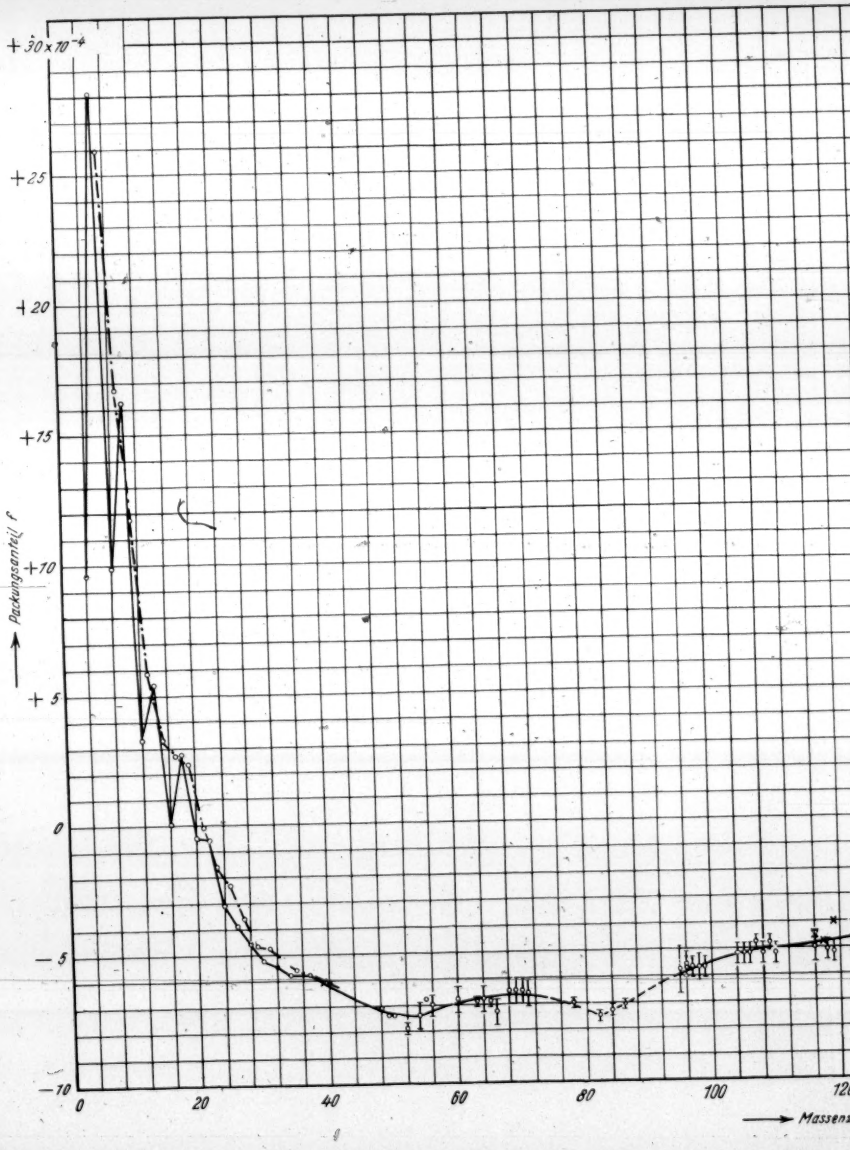
Rhodium (45). Wie beim Co war auch beim Rh das Auftreten von zwei Halbwertszeiten bei der Neutronenbestrahlung für Sampson und Bleakney (S 2) die Veranlassung, massenspektrometrisch nach einem zweiten Isotop zu suchen. Da, wie die Verfasser hervorheben, die massenspektrometrische Untersuchung sehr schwierig war und eine geringe Verunreinigung mit Hg nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden konnte, wurde das vorher vermutete Isotop ^{101}Rh gestrichen, zumal inzwischen bei ^{104}Rh die Isomerie völlig sichergestellt ist.

Barium (56). Neue Messungen von Nier (N 7) ergeben die Häufigkeitswerte der Tabelle.

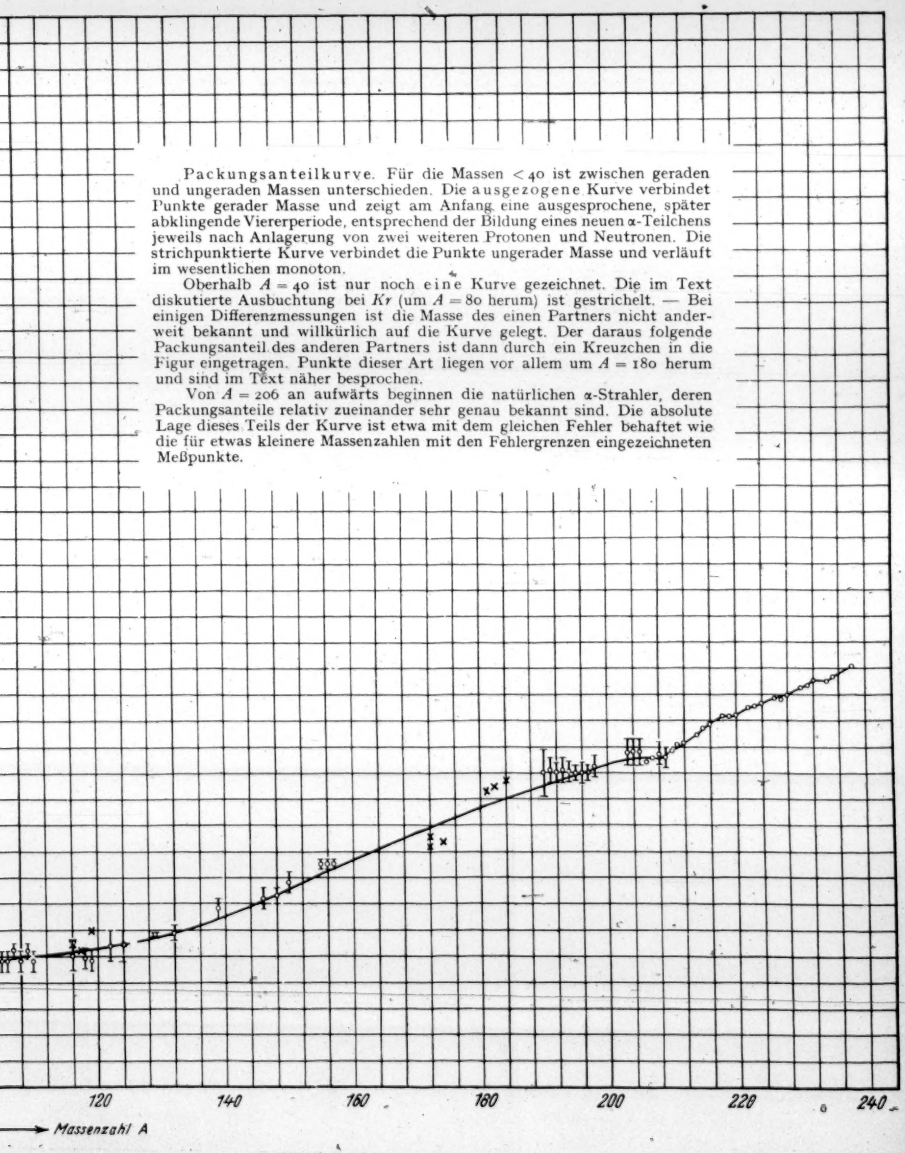
Samarium (62). Durch Aufnahme des Massenspektrums von Sm auf Spezialplatten, die für den Nachweis von α-Teilchenbahnen geeignet sind, konnten Wilkins und Dempster (W 1) die α-Aktivität dem Isotop ^{148}Sm zuordnen. Seine Halbwertszeit ergibt sich aus den Messungen von Hosemann (H 3) bei Berücksichtigung der von Aston geschätzten Häufigkeit zu $1{,}4 \cdot 10^{11}$ Jahren.

Europium (63). Das von Lichtblau (L 3) mit dem Massenspektrographen gemessene Häufigkeitsverhältnis von $^{151}Eu/^{153}Eu$ beträgt $0{,}963 \pm 0{,}012$.

Gadolinium (64), Dysprosium (66), Erbium (68), Ytterbium (70). Bei diesen Elementen wurden von Dempster (D 3) je zwei seltene Isotope mit kleineren Massen entdeckt, nämlich ^{152}Gd, ^{154}Gd, ^{158}Dy, ^{160}Dy, ^{162}Er, ^{164}Er, ^{168}Yb, ^{170}Yb. Ihre relativen Häufigkeiten wurden von Dempster geschätzt. Die Aufnahme dieser Isotope erforderte geringe Änderungen der bisherigen Häufigkeitsangaben von Aston. Beim Yb haben Schüler, Roig und Korsching (S 3) aus Messungen der Hyperfeinstruktur das Häufigkeitsverhältnis $^{173}Yb/^{171}Yb = 1{,}14$ gefunden, während aus den Schätzungen Astons 1,9 folgt; dagegen stehen die relativen Häufigkeiten der geraden Isotope nicht im Widerspruch zu Astons Angaben. Eine dementsprechende Änderung der



O. Hahn, S. Flügge und J. Mattauch, Die chemischen Elemente und natürlichen Atomarten nach dem Stande der Isotopen- und Kernfo



Packungsanteilkurve. Für die Massen < 40 ist zwischen geraden und ungeraden Massen unterschieden. Die ausgezogene Kurve verbindet Punkte gerader Masse und zeigt am Anfang eine ausgesprochene, später abklingende Viererperiode, entsprechend der Bildung eines neuen α-Teilchens jeweils nach Anlagerung von zwei weiteren Protonen und Neutronen. Die strichpunktierte Kurve verbindet die Punkte ungerader Masse und verläuft im wesentlichen monoton.

Oberhalb $A = 40$ ist nur noch eine Kurve gezeichnet. Die im Text diskutierte Ausbuchtung bei *Kr* (um $A = 80$ herum) ist gestrichelt. — Bei einigen Differenzmessungen ist die Masse des einen Partners nicht anderweit bekannt und willkürlich auf die Kurve gelegt. Der daraus folgende Packungsanteil des anderen Partners ist dann durch ein Kreuzchen in die Figur eingetragen. Punkte dieser Art liegen vor allem um $A = 180$ herum und sind im Text näher besprochen.

Von $A = 206$ an aufwärts beginnen die natürlichen α-Strahler, deren Packungsanteile relativ zueinander sehr genau bekannt sind. Die absolute Lage dieses Teils der Kurve ist etwa mit dem gleichen Fehler behaftet wie die für etwas kleinere Massenzahlen mit den Fehlergrenzen eingezeichneten Meßpunkte.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Häufigkeitswerte wurde in der Tabelle vorgenommen.

Holmium (67). Der in der Spalte 15 von Tabelle I eingetragene Wert ist eine Neubestimmung von O. Hönigschmid (freundliche briefliche Mitteilung, erscheint demnächst in den Naturwissenschaften.)

Cassiopeium (71). Von Mattauch und Lichtblau (M 5) wurde massenspektrographisch die Masse des seltenen Isotops zu 176 bestimmt. Die Messung der Häufigkeit ergab $^{176}Cp/^{175}Cp = 0{,}0258 \pm 0{,}0007$. Da nach Messungen von Heyden und Wefelmeier (H 1), die von Libby (L 2) bestätigt wurden, das Cp eine natürliche β-Aktivität zeigt, scheint es vernünftig, diese dem ^{176}Cp zuzuschreiben. Die Halbwertszeit von ^{176}Cp ergibt sich nach Libby (L 2) unter Berücksichtigung der Häufigkeit zu $(7{,}3 \pm 2) \cdot 10^{10}$ Jahren. Das in Spalte 15 der Tabelle I aufgenommene chemische Atomgewicht ist eine Neubestimmung von Hönigschmid (H 2).

Hafnium (72). Ein neues seltenes Isotop der Masse 174 wurde von Dempster (D 4) entdeckt und seine Häufigkeit geschätzt. Die Existenz eines weiteren seltenen Isotops ^{172}Hf ist nicht ausgeschlossen.

Thallium (81). Eine Neubestimmung von Nier (N 7) ergab $^{203}Tl/^{205}Tl = 0{,}410 \pm 0{,}001$.

Blei (82). Genaue massenspektrometrische Analysen von gewöhnlichem Pb, die Nier (N 9) unternommen hat, haben zu unerwarteten Schwankungen in seiner Isotopenzusammensetzung geführt. Die Werte für geologisch sehr alte Pb-Proben erwiesen sich indessen als konstant. Die älteste Probe ergibt:

Atomart (Massenzahl)	204	206	207	208
Prozentuale Beteiligung	1,48	23,6	22,6	52,3

Diese Werte wurden der Tabelle zugrunde gelegt. Ferner hat Nier (N 12) 21 Proben von radiogenem Pb verschiedenen Ursprungs massenspektrometrisch untersucht.

Uran (92). Nier (N 11) hat neben ^{235}U ($Ac\,U$) auch noch ^{234}U (U II) massenspektrometrisch nachweisen können und die folgenden Häufigkeitsverhältnisse gemessen:

$$^{238}U/^{235}U = 139 \pm 1{,}4$$

und

$$^{238}U/^{234}U = 17000 \pm 1700$$

Nachdem mit Hilfe der oben erwähnten Untersuchungen radiogener Bleiproben das Abzweigungsverhältnis der Ac-Reihe von Nier (N 12) zu $(4{,}6 \pm 0{,}1)$ Proz. bestimmt worden war, konnte er mit Hilfe seiner Häufigkeiten der U-Isotope sowie der von Kovarik und Adams (K 1) gefundenen Zahl von α-Teilchen (24770) je Gramm Uran je sec die Halbwertszeiten von U I zu $4{,}56 \cdot 10^9$ Jahren, von U II zu $2{,}7 \cdot 10^5$ Jahren und von $Ac\,U$ zu $7{,}13 \cdot 10^8$ Jahren berechnen.

Erläuterung zu Tabelle I

Spalte 5 gibt für die wenigen aktiven Kerne an, ob α- oder β-Zerfall vorliegt. In Spalte 10 sind die Packungsanteile angegeben, die bei den schwereren Kernen direkt massenspektrographisch bestimmt sind. In Klammern gesetzte Zahlen sind aus der Kurve geschätzt. Die in Spalte 11 und 12 aufgeführten Zahlen geben den Massendefekt gegenüber freien Protonen und Neutronen. Sie sind aus den Isotopengewichten und den bekannten Massen von Neutron und Proton berechnet. Umrechnungsfaktor: 0,931 MeV = 1 TME. Die in Spalte 13 aufgenommene mittlere Massenzahl berechnet sich nach der Mischungsregel aus Spalte 7 und 8 bei den leichteren Elementen bis einschließlich Argon, aus Spalte 7 und 4 bei den schwereren Elementen. Die in Spalte 14 angegebenen chemischen Atomgewichte sind aus Spalte 13 mit Hilfe des Smytheschen Umrechnungsfaktor 1,000275, von Argon aufwärts unter Berücksichtigung des in Spalte 10 angegebenen Packungsanteils gewonnen.

Literatur

A 1) S. K. Allison, F. R. Graves, L. S. Skaggs u. N. M. Smith jr., Phys. Rev. **55**, 107, 1939.
A 2) S. K. Allison, L. S. Skaggs u. N. M. Smith jr., Phys. Rev. **54**, 171, 1938.
A 3) L. W. Alvarez u. R. Cornog, Phys. Rev. **56**, 379, 613, 1939.
A 4) T. Asada, T. Okuda, K. Ogata u. S. Yoshimoto, Nature **143**, 797, 1939.
A 5) F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. (A) **163**, 391, 1937; Nature **141**, 1096, 1938.
B 1) K. T. Bainbridge, Phys. Rev. **43**, 1060, 1933.
B 2) W. Bleakney, Phys. Rev. **43**, 1056, 1933.
B 3) W. Bleakney, G. P. Harnwell, W. W. Lozier, P. T. Smith u. H. D. Smyth, Phys. Rev. **46**, 81, 1934.
B 4) G. P. Blewett, Phys. Rev. **49**, 900, 1936.
B 5) A. K. Brewer, Journ. Am. Chem. Soc. **58**, 365, 370, 1936.
B 6) A. K. Brewer, Phys. Rev. **49**, 56, 1936.
B 7) A. R. Brosi u. W. D. Harkins, Phys. Rev. **52**, 472, 1937.
B 8) W. E. Burcham u. C. L. Smith, Nature **143**, 795, 1939.
D 1) A. J. Dempster, Proc. Am. Phil. Soc. **75**, 755, 1935; Nature **136**, 65, 1935.
D 2) A. J. Dempster, Phys. Rev. **53**, 64, 898, 1938.
D 3) A. J. Dempster, Phys. Rev. **53**, 727, 1938.
D 4) A. J. Dempster, Phys. Rev. **55**, 794, 1939.
F 1) S. Flügge u. A. Krebs, Physik. Zeitschr. **38**, 13, 1937.
G 1) J. de Gier u. P. Zeeman, Proc. Ac. Amsterdam **39**, 327, 1936.
G 2) A. C. Graves, Phys. Rev. **55**, 863, 1939.
H 1) M. Heyden u. W. Wefelmeier, Naturwiss. **26**, 612, 1938.
H 2) O. Hönigschmid, Zeitschr. f. anorgan. u. allgem. Chemie **240**, 284, 1939.
H 3) R. Hosemann, Zeitschr. f. Phys. **99**, 405, 1936.
K 1) A. F. Kovarik u. N. J. Adams, Phys. Rev. **40**, 718, 1932.
L 1) O. Laaff, Ann. d. Phys. (5) **32**, 743, 1938.
L 2) W. F. Libby, Phys. Rev. **56**, 21, 1939.
L 3) H. Lichtblau, Naturwiss. **27**, 260, 1939.
L 4) M. S. Livingston u. H. A. Bethe, Rev. Mod. Physics **9**, 245, 1937, insbesondere Tabelle 71, S. 370; Tabelle 72, S. 371 f.

L 5) W. A. Lub, Proc. Ac. Amsterdam **42**, 3, 1939.
M 1) J. Mattauch, Naturwiss. **25**, 170, 1937.
M 2) J. Mattauch u. R. Herzog, Naturwiss. **25**, 747, 1937.
M 3) J. Mattauch, Physik. Zeitschr. **38**, 951, 1937.
M 4) J. Mattauch, Physik. Zeitschr. **39**, 892, 1938.
M 5) J. Mattauch u. H. Lichtblau, Zeitschr. f. Phys. **111**, 514, 1939.
M 6) J. Mattauch u. H. Lichtblau, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **42**, 288, 1939.
N 1) A. O. Nier, Phys. Rev. **48**, 283, 1935.
N 2) A. O. Nier u. E. E. Hanson, Phys. Rev. **50**, 722, 1936.
N 3) A. O. Nier, Phys. Rev. **50**, 1041, 1936.
N 4) A. O. Nier, Phys. Rev. **51**, 1007, 1937.
N 5) A. O. Nier, Phys. Rev. **52**, 763, 1937.
N 6) A. O. Nier, Phys. Rev. **52**, 933, 1937.
N 7) A. O. Nier, Phys. Rev. **54**, 275, 1938.
N 8) A. O. Nier, Phys. Rev. **53**, 282, 1938.
N 9) A. O. Nier, Journ. Am. Chem. Soc. **60**, 1571, 1938.
N 10) A. O. Nier u. E. A. Gulbransen, Journ. Am. Chem. Soc. **61**, 697, 1939.
N 11) A. O. Nier, Phys. Rev. **55**, 150, 1939.
N 12) A. O. Nier, Phys. Rev. **55**, 153, 1939.
N 13) A. O. Nier, Phys. Rev. **55**, 1143, 1939.
S 1) M. B. Sampson u. W. Bleakney, Phys. Rev. **50**, 456, 1936.
S 2) M. B. Sampson u. W. Bleakney, Phys. Rev. **50**, 732, 1936.
S 3) H. Schüler, J. Roig u. H. Korsching, Zeitschr. f. Phys. **111**, 165, 1939; siehe auch H. Schüler u. J. Roig, Naturwiss. **26**, 495, 1938.
S 4) R. Sherr, L. G. Smith u. W. Bleakney, Phys. Rev. **54**, 388, 1938.
S 5) N. M. Smith jr., Phys. Rev. **56**, 548, 1939.
V 1) A. L. Vaughan, J. H. Williams u. J. T. Tate, Phys. Rev. **46**, 327, 1934.
W 1) T. R. Wilkins u. A. J. Dempster, Phys. Rev. **54**, 315, 1938.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, Dezember 1939.

(Eingegangen 1. Dezember 1939)

ABHANDLUNGEN

Anreicherung von N^{15} nach dem Trennrohrverfahren von Clusius und Dickel[1])

Von R. Fleischmann

Nach Clusius und Dickel[2]) ist es möglich, durch gleichzeitige Anwendung von Thermodiffusion und Konvektion Gase von verschiedenem Molekulargewicht, insbesondere Isotope zu trennen. Die einfachste Ausführungsform einer dazu geeigneten Vorrichtung besteht aus einem vertikal aufgestellten, außen gekühlten Rohr, in dessen Achse sich ein elektrisch geheizter Draht befindet. Clusius und Dickel erzielten mit diesem Verfahren eine Verschiebung des Isotopenverhältnisses $Cl^{35} : Cl^{37}$ von 77 : 23 auf 0,6 : 99,4 oder auf 99,6 : 0,4.

Mehrere leichte Elemente besitzen in sehr geringer Konzentration Isotope, die großes kernphysikalisches Interesse besitzen. Um die Eigenschaften dieser seltenen Isotope untersuchen zu können, müssen sie zuerst angereichert werden. Es handelt sich (abgesehen vom schweren Wasserstoff) um C^{13}, das rund 1 Proz. des Kohlenstoffes ausmacht, um N^{15} (0,4 Proz.), O^{17} (0,03 Proz.), O^{18} (0,16 Proz.). Kohlenstoff besitzt zwar die größte Ausgangskonzentration; es ist aber schwierig, eine gasförmige Verbindung von genügendem Reinheitsgrad in großer Menge herzustellen. Daher wurde zunächst die Gewinnung von N^{15} versucht.

Anreicherung von N^{15} wurde mit Erfolg schon von Urey und Mitarbeiter[1]) mit chemischem Austausch und von Krüger[2]) mit Hertzschen Pumpen durchgeführt. Das Trennrohrverfahren hat gegenüber dem ersteren den Vorzug größerer Einfachheit, im Vergleich mit dem letzteren liefert es viel größere Mengen, da es bei Atmosphärendruck arbeitet.

Besonders schnell arbeitet das Trennrohrverfahren, wenn das Ausgangsgemisch kein extremes Konzentrationsverhältnis hat. Die Anreicherung bei sehr kleinen und sehr großen Konzentrationen ist viel schwieriger, weil die Konzentrationsunterschiede sehr klein werden, die zwischen kalter und warmer Wand auftreten. Die Erreichung der Gleichgewichtsverteilung ist durch zwei Größen gekennzeichnet:

1. den Konzentrationsunterschied zwischen oben und unten,
2. die Einstellgeschwindigkeit.

Je enger das Trennrohr ist, um so größer ist die Konzentrationsverschiebung, um so geringer aber die Einstellgeschwindigkeit. Zweckmäßigerweise wird man die Anreicherung in zwei oder mehr Stufen vornehmen. Man wird daher einen Teil der Apparatur auf kleine Konzentrationsunterschiede bei großer Einstellgeschwindigkeit einrichten (1. Anreicherungsstufe) zur Gewinnung mäßig angereicherten Gases in großer Menge, in weiteren Stufen wird man höheren Konzentrationsunterschied bei geringerer Menge anstreben. In der vorliegenden Arbeit wurden mit zwei Trennrohren 770 cm³ Gas einer ersten

1) War als Vortrag zum Physikertag in Marienbad angemeldet.

2) K. Clusius und G. Dickel, Naturwiss. **26**, 546, 1938 und 27, 148, 487, 1939. Zusatz bei der Korrektur: inzwischen erschien die ausführliche Arbeit: Zeitschr. f. physikal. Chem. (B) **44**, 397, 1939.

1) H. C. Urey, J. R. Huffman, H. G. Thode u. M. Fox, Journ. Chem. Phys. **5**, 856, 1937; H. G. Thode und H. C. Urey, Journ. Chem. Phys. **7**, 43, 1939.

2) H. Krüger, Zeitschr. f. Phys. **111**, 467, 1939.

Anreicherungsstufe hergestellt, dann ein Trennrohr leergepumpt, mit dem Gas der 1. Anreicherungsstufe gefüllt und damit eine 2. höhere Anreicherungsstufe erreicht.

Versuchsanordnung

In einem Treppenhaus wurden auf einem durchlaufenden Holzbrett montiert: zwei Trennrohre mit Wassermantel von je 12 m Länge bei 9 mm Durchmesser („1. Trennrohr") und 11 mm Durchmesser („2. Trennrohr"). Weitere Rohre mit größerer lichter Weite sind zum Teil fertiggestellt, aber noch nicht erprobt. Für die 1. Anreicherungsstufe wurde nebeneinander das 1. und 2. Rohr verwendet, für die 2. Anreicherungsstufe nur das 1. Rohr. Der Draht des Trennrohres bestand aus Platin von 0,25 mm Durchmesser und wurde auf rund 500°, teilweise auf rund 550° elektrisch geheizt. Am oberen Ende der Rohre befanden sich Gasvorratsflaschen von je 10 Liter Inhalt, die jeweils durch zwei Rohrleitungen mit dem Trennrohr verbunden waren. Eine Leitung wurde elektrisch geheizt, so daß das Vorratsgas durch das obere Ende des zugehörigen Trennrohres hindurch zirkulierte. Am unteren Ende der Trennrohre konnte mit Hilfe der in Fig. 1 skizzierten Vorrichtung durch Bewegen von Quecksilber Gas abgezogen, in ein Kölbchen oder in einen Gasometer mit Quecksilber als Abschlußflüssigkeit abgefüllt oder in das Trennrohr zurückgefüllt werden. Mit einer Diffusionspumpe wurden Luftreste stets sehr sorgfältig aus allen Apparaturteilen entfernt. Alle Trennrohre konnten unabhängig betrieben werden. Es war die Möglichkeit vorgesehen, sie hintereinanderzuschalten mit Hilfe einer doppelten Rohrleitung mit Heizung, ähnlich wie bei den Vorratsgefäßen; bis jetzt wurde davon kein Gebrauch gemacht.

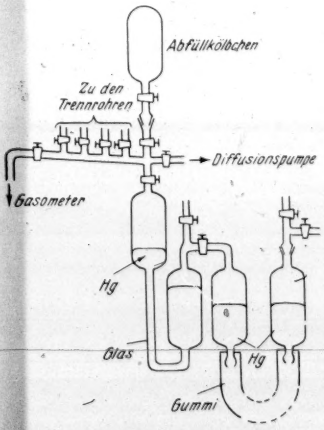


Fig. 1. Anordnung zum Abfüllen des angereicherten Gases.

Meßverfahren

Zur Überwachung der Anreicherung und des ordnungsmäßigen Arbeitens der Anlage diente eine Gaswaage[1]). Sie besaß eine Kugel von 28 mm Durchmesser, war aus Quarz hergestellt und wurde auf Nähnadelspitzen in Korundnäpfchen gelagert. Ihre Hülle befand sich in einem Wasserbad, dessen Temperatur für jede Messung auf $^1/_{100}°$ genau eingestellt wurde. Der Gleichgewichtsdruck wurde mit einem Quecksilbermanometer bestimmt, dessen Stand mit einem Kathetometer auf $^1/_{100}$ mm abgelesen wurde. Es wurden jeweils Unterschiede gegenüber Strichmarken bestimmt, die auf dem Manometer eingeätzt waren. Als Vergleichsgas diente getrocknete kohlensäurefreie Luft. Die Gaswaage war so eingestellt, daß sie mit Luftfüllung bei rund 710 mm *Hg* einspielte. Einer Veränderung des durchschnittlichen Molekulargewichts $\overline{M}$ der Gasmischung von 28,00 auf 28,10 entsprach eine Veränderung des Einspieldrucks von 2,6 mm. Zur Messung in der Gaswaage waren etwa 100 cm³ Gas erforderlich.

Außer diesem zur Überwachung sehr geeigneten Verfahren wurden bei der Anreicherung von N^{15} auch Aufnahmen des Bandenspektrums herangezogen, da die Gaswaage eine Verunreinigung mit schwerem Gas (Argon) nicht von der Anreicherung des schweren Isotops zu unterscheiden gestattet (vgl. unten).

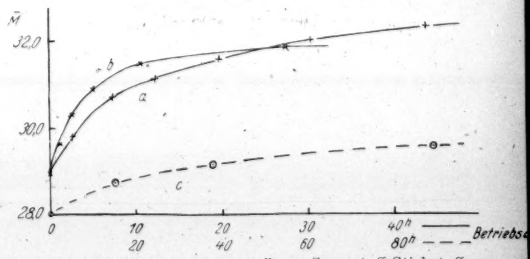


Fig. 2. Anreicherung von Sauerstoff aus Sauerstoff-Stickstoff-Gemischen in Abhängigkeit von der Betriebsdauer. $\overline{M}$ = durchschnittliches Molekulargewicht. — a) Sauerstoff (und Argon) aus Luft, 1. Trennrohr (9 mm ⌀), Drahttemperatur 500° C. — b) Sauerstoff (und Argon) aus Luft, 2. Trennrohr (11 mm ⌀), Drahttemperatur 550° C. — c) Sauerstoff aus 2 Proz. O_2 + 98 Proz. N_2, 1. Trennrohr (9 mm ⌀), Drahttemperatur 500° C; verkürzter Zeitmaßstab.

1) A. Stock und G. Ritter, Zeitschr. f. phys. Chem. **119**, 333, 1926.

Vorversuche mit Luft

Um die Arbeitsweise der Trennrohre zu prüfen, wurde jedes der langen Rohre zunächst mit getrockneter kohlensäurefreier Luft gefüllt und, ohne Verbindung zum Vorratsgefäß, in Betrieb gesetzt. Nach einer gewissen Zeit wurde eine Probe von 110 cm³ entnommen und mit der Gaswaage deren Dichte bestimmt. Fig. 2, Kurve a und b gibt das durchschnittliche Molekulargewicht in Abhängigkeit von der Betriebsdauer für beide Trennrohre. Für jeden Meßpunkt wurde eine frische Luftfüllung verwendet. Unten sammelt sich außer Sauerstoff auch das in der Luft enthaltene Argon an, daher kann $\overline{M} = 32{,}0$ überschritten werden. Die Konzentrationsschichtung bildet sich von unten anfangend aus. Der Anstieg der Kurve kann nur so lange linear sein, bis die Schichtung eine Rohrhöhe erreicht hat, deren Volumen dem Volumen der Probe entspricht.

In einem weiteren Versuch wurde mit dem 1. Trennrohr die Trennung eines Gemisches von 2 Proz. elektrolytischem Sauerstoff und rund 98 Proz. Reinstickstoff verfolgt. Das waren Bedingungen, die den Verhältnissen bei der beabsichtigten Trennung von Stickstoff näher kamen. Bei diesem Versuch war das Vorratsgefäß angeschlossen. Kurve c in Fig. 2 zeigt den zeitlichen Verlauf der Anreicherung. Im Reinstickstoff war etwa 0,1 Proz. Argon enthalten. Bei dieser geringen Konzentration wird es während der verhältnismäßig kurzen Betriebsdauer jedoch noch kaum angereichert. Die Anfangstangente ist etwa zehnmal flacher als bei der Anreicherung aus Luft. Das entspricht dem Verhältnis der Thermodiffusionskoeffizienten, da dieses bei kleinen Konzentrationen dem Konzentrationsverhältnis gleichgesetzt werden kann. Die (nach 15 und nach 38 Stunden) entnommenen Gasproben wurden nach der Messung in der Gaswaage jeweils wieder von unten in das Trennrohr zurückgefüllt. Die Probe wird dadurch unter die Konzentrationssäule geschichtet.

Nach 99 Stunden wurde die räumliche Verteilung des angereicherten Sauerstoffs im Trennrohr bestimmt. Dazu wurden nacheinander fünf Gasproben entnommen und gemessen und schließlich eine Probe aus dem Vorratsgefäß. Während der Entnahme war das Vorratsgefäß dauernd mit dem oberen Ende des Trennrohres verbunden. Eine Probe von 110 cm³ entspricht im 1. Trennrohr dem Inhalt von 1,8 m Rohrlänge. Kurve *a* in Fig. 3 gibt das durchschnittliche Molekulargewicht der Gasproben wieder. Die glatte Kurve entspricht etwa der wahren Konzentrationsschichtung, die Treppenkurve den Meßwerten. Die Kurve entspricht der Funktion $c(h) = \frac{1}{2} \cdot \{1 + \tanh A\,(h_0 - h)\}$, die nach der Theorie von Furry, Jones und Onsager[1]) die Konzentration c des angereicherten schweren Bestandteiles im Gleichgewichtszustand als Funktion der Höhe h wiedergibt. Die Konstanten A (Maß für die Steilheit des Konzentrationsgefälles) und h_0 lassen sich angeben, wenn für zwei Höhen die zugehörigen Konzentrationen bekannt sind. Um den Verlauf von $\overline{M}(h)$ zu erhalten, muß man noch mit dem Molekulargewichtsunterschied $M_2 - M_1$ der Anteile (hier 32–28) multiplizieren, dann ist $\overline{M}(h) = M_1 + (M_2 - M_1) \cdot c(h)$. Durch Addieren des Sauerstoffgehalts der entnommenen Proben findet man, daß bei diesem Versuch der Transport aus dem Vorratsgefäß ins Trennrohr im Mittel 24 cm³ Sauerstoff pro Tag war bei einer Ausgangskonzentration von 2,0 Proz. abnehmend auf 1,3 Proz.

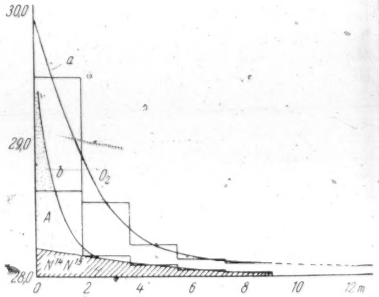


Fig. 3. Dichteverteilung im 1. Trennrohr (9 mm ø). a) Sauerstoff in Stickstoff. – b) $N^{14}N^{15}$ (2. Anreicherungsstufe) und Argon in Stickstoff; Aufteilung nach theoretischer Kurvenform.

Versuche mit Stickstoff

Die Apparatur wurde zunächst leer gepumpt und nach mehrmaligem Spülen mit Stickstoff in Betrieb gesetzt. Die Atome des N^{15} können zunächst nur als Moleküle $N^{14}N^{15}$ angereichert werden. Die Ausgangskonzentration dieser Moleküle beträgt 0,8 Proz. Der als Ausgangsmaterial benutzte Stickstoff war Reinstickstoff von Osram. Er enthält weniger als 0,01 Proz. Sauerstoff, aber etwa 0,1 Proz. Argon. Die Anwesenheit von Argon macht die quantitative Bestimmung der erreichten Konzentration mit der Gaswaage zunächst unmöglich. Der Betrieb des Trennrohrs wird aber dadurch nicht beeinflußt. Man muß nur nach längerem Betrieb das unten angesammelte Argon abziehen. Der Verlust an

1) W. H. Furry, R. C. Jones und L. Onsager, Phys. Rev. **55**, 1083, 1939.

N^{15} ist gering, da mehrere solche Argonfraktionen im Trennrohr leicht aufgearbeitet werden können. Bei einem Argongehalt von etwa 5 Proz. und darüber ist das Vorhandensein von Argon, und bei größerer Menge auch seine räumliche Verteilung, schon durch den bloßen Augenschein zu erkennen, da bei geeigneter Heizstromstärke der Draht im Trennrohr wegen der verschiedenen Wärmeleitung im Argongemisch, nicht aber im Stickstoff glüht.

Das Vorratsgas wurde so häufig gewechselt, daß die Verarmung an N^{15} meist unter 3 bis 5 Proz. blieb. Der zeitliche Anstieg des durchschnittlichen Molekulargewichtes $\overline{M}$ – gemessen mit einer entnommenen Gasmenge von 110 cm³ – ist für das 1. und 2. Trennrohr in Fig. 4, Kurve a und b eingezeichnet. Der Umstand, daß

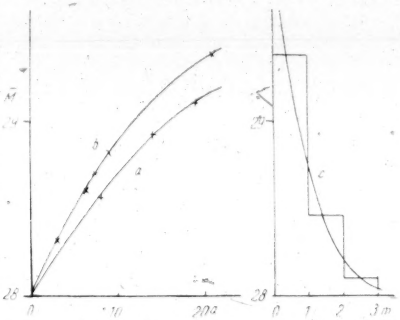


Fig. 4. Anstieg des durchschnittlichen Molekulargewichts $\overline{M}$ bei Anreicherung von $N^{14}N^{15}$ und ^{19}Argon mit der Zeit (1. Anreicherungsstufe)
a) Im 1. Rohr (9 mm ⌀). — b) Im 2. Rohr (11 mm ⌀). — c) Schichtung von $\overline{M}$ mit der Höhe im 2. Rohr (11 mm ⌀).

29,0 überschritten wird, beweist Verunreinigung mit einem schweren Gas (Argon). Die Konzentrationsschichtung für das 2. Rohr ist in Fig. 4, Kurve c wiedergegeben; 110 cm³ entsprechen hier 1,0 m Rohr. Da auch Argon angereichert wird und dieses sich in $\overline{M}$ wegen seines großen Molekulargewichtsunterschiedes 12mal stärker geltend macht als $N^{14}N^{15}$, so ist der Abfall der Kurve c, Fig. 4, im wesentlichen durch das Argon bestimmt. Er ist daher viel steiler als in Fig. 3, Kurve a. Die Kurve ist nach der gleichen Funktion wie dort berechnet. Entsprechend der Theorie ist für die Konstante A ein im Verhältnis der Koeffizienten α der Thermodiffusion größerer Wert eingesetzt und eine Korrektion für den etwas größeren Rohrdurchmesser angebracht. Zum Nachweis, daß wirklich auch $N^{14}N^{15}$ angereichert war, dienten Spektralaufnahmen. Fig. 5 zeigt Aufnahmen des Bandensystems der zweiten positiven Gruppe von Stickstoff mit langwelliger Kante bei 3159 Å. Unter *a* ist eine Aufnahme der Bande für gewöhnlichen Stickstoff wiedergegeben, unter *b* die gleiche Bande für eine angereicherte (argonhaltige) Gasprobe mit $\overline{M} = 28{,}56$. Die bei *a* fehlenden, unter *b* vorhandenen Bandenköpfe sind deutlich zu erkennen.

Zur weiteren Anreicherung wurde so vorgegangen: Von diesem angereicherten Gas (1. Anreicherungsstufe) wurden 770 cm³ mit dem Durchschnitt $\overline{M} = 28{,}90$ gesammelt. Dann wurde das 1. Trennrohr leergepumpt, mit den 770 cm³ gefüllt und in Betrieb gesetzt (2. Anreicherungsstufe). Um Atmosphärendruck zu erreichen, bei dem die Anlage stets betrieben wurde, wurde oben noch gewöhnlicher Stickstoff aufgeschichtet. Die folgenden Versuche beziehen

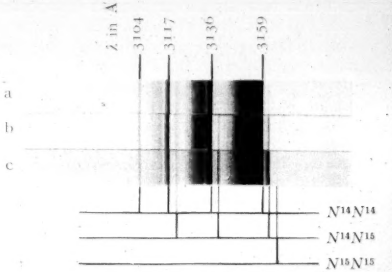


Fig. 5. Bandensystem von Stickstoff bei 3159 Å.
a) Gewöhnlicher Stickstoff. — b) Stickstoff der 1. Anreicherungsstufe. — c) Stickstoff der 2. Anreicherungsstufe. — Zunehmende Intensität der zu $N^{14}N^{15}$ gehörenden Bandenköpfe.

sich auf diese Gasfüllung. Während des Betriebes bestand keine Verbindung mit einem Vorratsgefäß. Vor jeder Gasabzapfung wurde oben die Verbindung mit einem Vorrat von gewöhnlichem Stickstoff hergestellt und nachher wieder unterbrochen. Das geschah, um den Druck im Rohr praktisch konstant zu halten. Nach zweitägigem Betrieb hatte sich der Hauptteil des Argons unten gesammelt. Es wurden 110 cm³ Gas abgefüllt und aufbewahrt. Sie hatten $\overline{M} = 34{,}0$ und enthielten neben Argon auch eine beträchtliche Menge $N^{14}N^{15}$. Nach 4, 9, 17 Tagen, von der Inbetriebsetzung an gerechnet, wurde eine Gasprobe entnommen und jeweils nach der Messung wieder zurückgefüllt, also untergeschichtet. Die Probe hatte bei der ersten Entnahme $\overline{M} = 28{,}40$, bei der letzten 28,64; das Argon war also weitgehend entfernt. Eine Spektralaufnahme von diesem Gas

(110 cm³) im Endzustand zeigt Fig. 5c. Die Intensitätszunahme der zu $N^{14}N^{15}$ gehörigen Banden ist sehr deutlich. Man erkennt bereits schwach den Bandenkopf von $N^{15}N^{15}$[1]. Dieses Molekül entsteht erst während der Spektralaufnahme in der Entladung.

Die Schichtung des Gases in der 2. Anreicherungsstufe (Endzustand) ist in Fig. 3, Kurve *b* wiedergegeben. Der 1. Treppenstufe entspricht ein steiler Abfall, der von restlichem Argon herrührt, daran schließt sich ein flacher Abfall von $N^{14}N^{15}$. Bei Voraussetzung der theoretischen Kurvenform für die beiden Gasarten ergibt sich eine ziemlich eindeutige Zerlegung, die eingezeichnet ist. Die Kurvenform entspricht der gleichen Funktion wie bei Kurve *a*, mit dem Unterschied, daß die Konstante *A*, der Theorie[2]) entsprechend, im Verhältnis der Konstanten α der Thermodiffusion für Argon vergrößert, für $N^{14}N^{15}$ verkleinert wurde. Für M_2 ist 40 bzw. 29 einzusetzen. Für das untere Ende des Trennrohres liefert die Zerlegung 21 Proz. $N^{14}N^{15}$, für die untersten 110 cm³ in Mittel 18 Proz. und 3,7 Proz. Argon. Das ist mit Spektralaufnahme *e* gut verträglich.

Mit Hilfe der Dichteverteilung (Fig. 3, Kurve *b*) läßt sich auch die Zusammensetzung des Gases der 1. Anreicherungsstufe ausrechnen. Das Argon und der schwere Stickstoff dieser Konzentrationsschichtung war vorher in 770 cm³ Gas der 1. Anreicherungsstufe gleichmäßig verteilt. Durch graphische Integration und Division durch den Molekulargewichtsunterschied gegenüber 28 würde sich aus der Kurve ergeben 55 cm³ $N^{14}N^{15}$ und 4 cm³ Argon. Das würde 7,2 Proz. $N^{14}N^{15}$ in der 1. Anreicherungsstufe entsprechen. Man muß aber noch die erste stark argonhaltige Abfüllung (110 cm³) berücksichtigen, deren $N^{14}N^{15}$-Gehalt zu 15 Proz. geschätzt werden kann (16,5 cm³), und deren Argongehalt rund 49 Proz. beträgt (53 cm³). Dann ergibt sich als endgültige Abschätzung für die 1. Anreicherungsstufe 9,2 Proz. $N^{14}N^{15}$ und 7,5 Proz. Argon. Aus dieser Zusammensetzung errechnet sich ein durchschnittliches Molekulargewicht $\overline{M} = 28{,}98$ in genügender Übereinstimmung mit dem gemessenen Durchschnitt $\overline{M} = 29{,}90$.

Schließlich läßt sich der $N^{14}N^{15}$-Transport aus dem Vorratsgefäß in das Trennrohr ableiten. Nach Fig. 4 werden 110 cm³ Gas der 1. Anreicherungsstufe von $\overline{M} = 28{,}90$ im 2. Trennrohr (11 mm ⌀) in 10 Tagen, im 1. Trennrohr (9 mm ⌀) in 13,5 Tagen erzeugt. Es werden also 1,0 bzw. 0,75 cm³ $N^{14}N^{15}$ pro Tag in der 1. Anreicherungsstufe transportiert.

Da der Thermodiffusionskoeffizient proportional der Konzentration des anzureichernden Bestandteils ist, so nimmt der Transport ebenso zu. Es muß daher vor allem bei den kleinsten Konzentrationen ein schnelleres Arbeiten der Trennanlage erreicht werden. Über die unter diesem Gesichtspunkt gebauten weiteren Rohre kann noch nicht berichtet werden.

Die Versuche mußten unterbrochen werden; eine spätere Fortsetzung ist beabsichtigt.

Zusammenfassung

Mit zwei Trennrohren von 9 und 11 mm Durchmesser und je 12 m Länge wurde in einer Betriebszeit von rund sechs Wochen 770 cm³ Stickstoff mit 9,2 Proz. $N^{14}N^{15}$ gewonnen und daraus in $2^1/_2$ Wochen 110 cm³ mit 18 Proz. $N^{14}N^{15}$ abgetrennt. In Fig. 5 sind Ausschnitte aus dem Bandenspektrum der angereicherten Gasproben mitgeteilt.

Herrn Prof. Clusius und Herrn Dr. Dickel danke ich herzlich für nähere Mitteilung zahlreicher Versuchserfahrungen. Herr Dr. Timm (Ludwigshafen) war so freundlich, die Spektren aufzunehmen. Für lebhaftes Interesse danke ich Herrn Prof. Bothe.

Heidelberg, Institut für Physik am Kaiser-Wilhelm-Institut für medizinische Forschung, Oktober 1939.

(Eingegangen 10. November 1939)

1) Auf dem Original deutlich zu erkennen; die Abbildung wurde leider retuschiert.

2) W. H. Furry, R. C. Jones und L. Onsager, a. a. O.

Elektronenoptische Zylinderlinsenwirkung der Streufelder eines Kondensators

Von Richard Herzog

1. Einleitung

Die Ablenkung eines Strahles geladener Teilchen in einem Kondensator berechnete man bisher meist in der Weise, daß man das Feld außerhalb des von den Platten begrenzten Raumes gleich Null und innerhalb homogen annimmt. Tatsächlich ändert sich jedoch das Feld längs einer Strecke, die mit dem Plattenabstand vergleichbar ist, kontinuierlich von Null bis zum maximalen Wert. Zweck der vorliegenden Arbeit ist es, zu untersuchen, wie groß der Fehler ist, den man bei der Annäherung des tatsächlichen Feldverlaufs durch ein scharf begrenztes homogenes Ersatzfeld begeht. Das Ergebnis sei vorweggenommen: Das Feld eines Kondensators kann mit sehr großer Näherung durch ein homogenes Ersatzfeld beschrieben werden, dessen Länge jedoch im allgemeinen nicht mit der

Länge der Kondensatorplatten übereinstimmt; wie diese Ersatzlänge zu berechnen ist, wird im Laufe der Arbeit gezeigt. Bei genauen Untersuchungen muß eine zusätzliche Zylinderlinsenwirkung der Streufelder berücksichtigt werden, die sich der Zylinderlinsenwirkung des Ersatzfeldes überlagert. Bei der Berechnung der Linseneigenschaften eines idealen Zylinderkondensators[1]) sowie eines idealen ebenen Plattenkondensators[2]) mit scharf begrenzten Feldern war die Berücksichtigung des Potentialsprunges am Feldrand wesentlich, ja im letzteren Falle war dieser sogar die einzige Ursache der Linseneigenschaften. Um nun die Wirkung der Streufelder zu übersehen, werden wir die Teilchenbahnen im wirklichen Kondensator berechnen und mit jenen im Ersatzfeld mit Potentialsprung vergleichen.

2. Ablenkung der Strahlen am Feldrand

Die Lage des Koordinatensystems in bezug auf die Kondensatorplatten und Blenden zeigt Fig. 1. Das homogene Ersatzfeld beginnt an der Stelle $x = d/2 - \xi$; d. h. das Ersatzfeld ragt um die Strecke ξ über die Kondensatorplatten hinaus. Wir wollen ξ so berechnen, daß ein auf der x-Achse in den Kondensator eintretender Strahl ebenso stark abgelenkt wird wie im Ersatzfeld.

Mit V bezeichnen wir die Voltgeschwindigkeit der Teilchen weit vor der Blende, wo das Potential $\varphi = 0$ ist; V sei positiv (negativ) für Teilchen mit der Ladung $+e$ ($-e$). An einer Stelle mit dem Potential φ ist die Geschwindigkeit v der Teilchen gegeben durch: $v = \sqrt{\frac{2e}{m}(V - \varphi)}$. Wir setzen voraus, daß der Strahl im Streufeld nur wenig abgelenkt wird; daher können wir die Feldstärke und das Potential auf der wirklichen Bahn ersetzen durch die Werte jener Größen auf der geradlinigen Verlängerung der Bahn des Eintrittsstrahls. Ferner nehmen wir an, daß der Ablenkwinkel α sowie

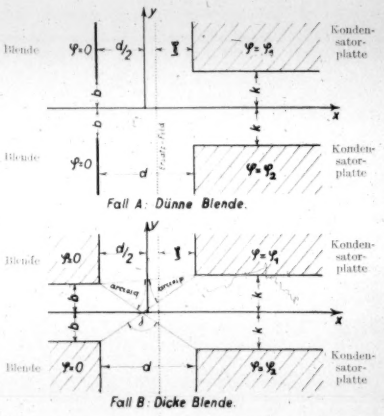


Fig. 1. Lage der Koordinatensysteme und Bezeichnung der Abmessungen.

q, V kleine Größen sind, deren Quadrate man weglassen darf. Mit diesen Vernachlässigungen erhält man

$$\alpha = \frac{1 + \frac{q_i}{2V}}{2V} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \left(1 + \frac{q}{2V}\right) \mathfrak{E}_y \, dx \,. \qquad (1)$$

Es bedeutet hierin q_i das Potential an jener Stelle des Feldes, wo der Strahl um α abgelenkt ist.

Im homogenen Ersatzfeld ist für $x > \frac{d}{2} - \xi$

$$q = \frac{q_1 + q_2}{2} + \frac{y}{k} \cdot \frac{q_1 - q_2}{2}$$

und

$$\mathfrak{E}_y = \frac{q_2 - q_1}{2k}$$

und für $x < \frac{d}{2} - \xi$ ist $q = 0$ sowie $\mathfrak{E}_y = 0$.

Setzt man dies in Gleichung (1) ein, so findet man:

$$\alpha_{II} = \frac{1 + \frac{q_i}{2V}}{2V} \cdot \frac{q_2 - q_1}{2k} \cdot \left(1 + \frac{\frac{q_1 + q_2}{2} + \frac{y}{k}\frac{q_1 - q_2}{2}}{2V}\right)\left(x - \frac{d}{2} + \xi\right). \qquad (2)$$

3. Ablenkung im realen Streufeld

Das Potential und die Feldstärke in der Nähe der Achse kann aus dem Potential und der Feldstärke auf der Achse mittels der Gleichungen

$$\varphi = \varphi_0 - y\mathfrak{E}_{0y} \quad \text{und} \quad \mathfrak{E}_y = \mathfrak{E}_{0y} - y\frac{d}{dx}\mathfrak{E}_{0y}$$

berechnet werden. In ihnen bedeutet der Index 0 den Wert auf der Achse ($y = 0$); im folgenden werden wir der Einfachheit halber den Index 0

[1]) R. Herzog, Zeitschr. f. Phys. **89**, 447, 1934.
[2]) R. Herzog, Zeitschr. f. Phys. **113**, 166, 1939.
Die dieser Arbeit entnommenen Formeln wurden in {} gesetzt.

weglassen. Setzt man obige Gleichungen in die Formeln (1) ein, vernachlässigt quadratische Glieder in y, subtrahiert hiervon Gleichung (2) und geht zur Grenze x gegen Unendlich über, so erhält man die durch das Streufeld verursachte zusätzliche Ablenkung:

$$\Delta\alpha = \alpha - \alpha_{II} = \frac{1+\frac{q_1}{2V}}{2V} \cdot \lim_{x\to\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{x} \left(1+\frac{q}{2V}\right) \mathfrak{E}_y dx - \left(1+\frac{q_1+q_2}{4V}\right) \frac{q_2-q_1}{2k} \left(x-\frac{d}{2}+\xi\right) \right\} + \frac{y}{4V^2} \cdot \lim_{x\to\infty} \left| \left(\frac{q_2-q_1}{2k}\right)^2 \left(x-\frac{d}{2}+\xi\right) - \int_{-\infty}^{x} \left(\mathfrak{E}_x^2+\mathfrak{E}_y^2\right) dx \right| . \quad (3)$$

Dieser Grenzübergang scheint mit der Bedingung einer kleinen Ablenkung in Widerspruch zu stehen. Voraussetzungsgemäß sollte die Integration nur bis zu jenem Wert x erstreckt werden, für den das Feld bereits praktisch homogen, jedoch die Ablenkung noch klein ist; solange der Bahnkrümmungsradius im Feld groß gegen den Plattenabstand ist, existiert eine Stelle x, die die obigen Bedingungen erfüllt. Da jedoch für größere x der Integrant bereits den Wert des homogenen Feldes angenommen hat, ändert sich an der Differenz $\Delta\alpha$ auch dann nichts, wenn man die Integration bis ins Unendliche erstreckt.

Verschwindet der erste Grenzwert, so bedeutet dies, daß der Achsenstrahl $y = 0$ im wirklichen und im Ersatzkondensator gleich stark abgelenkt wird. Die Bedingung hierfür lautet:

$$\xi = \lim_{x\to\infty} \left[\frac{d}{2} - x + \frac{1}{\left(1+\frac{q_1+q_2}{4V}\right)\frac{q_2-q_1}{2k}} \cdot \int_{-\infty}^{x} \left(1+\frac{q}{2V}\right) \mathfrak{E}_y dx \right] . \quad (4)$$

Der mit y multiplizierte Teil von Gleichung (3) zeigt, daß aus einem Parallelstrahlenbündel ein Strahlenbüschel wird, dessen Brennpunkt an der Stelle $x = f = -y/\Delta\alpha$ ist. Wir finden:

$$\frac{1}{f} = + \frac{1}{4V^2} \cdot \lim_{x\to\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{x} \mathfrak{E}_y^2 dx - \left(\frac{q_2-q_1}{2k}\right)^2 \left(x-\frac{d}{2}+\xi\right) \right\} + \frac{1}{4V^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathfrak{E}_x^2 dx . \quad (5)$$

Um die obigen Intregrale auswerten zu können, benötigen wir das Potential und die Feldstärke im Kondensatorstreufeld. In einer früheren Arbeit[1]) wurden diese Größen berechnet; die Ergebnisse seien hier kurz wiederholt. Betrachtet wurden zwei Extremfälle, wie sie in Fig. 1 angedeutet sind: Fall A sehr dünne Blende, Fall B sehr dicke Blende; zwischen diesen Grenzen liegen alle möglichen Fälle. Es ergab sich

$$\mathfrak{E}_x = -\frac{q_1+q_2}{2d} \cdot \sqrt{\frac{(p^2-r)(q-r)}{1-r^2}} ; \quad [25\,\mathrm{B}]$$

$$\mathfrak{E}_y = -\frac{q_1-q_2}{2d} \cdot \frac{1}{m+r} \cdot \sqrt{\frac{(1+r)^3}{1-r}} ; \quad [26\,\mathrm{A}]$$

$$\mathfrak{E}_y = -\frac{q_1-q_2}{2d} \cdot \frac{p+r}{\sqrt{1-r^2}} . \quad [26\,\mathrm{B}]$$

Hierin bedeuten m, n, p, q Hilfsgrößen, die von der geometrischen Lage der Blende abhängen. Man entnimmt m und n am besten dem nebenstehenden Diagramm (Fig. 2) so wie p und q einer maßstabgetreuen Blendenzeichnung nach Fig. 1 B. Die Hilfsveränderliche r hängt mit x zusammen durch die Gleichungen:

$$x = \frac{d}{\pi} \arcsin r + \frac{k}{\pi} \operatorname{Ar\,Cof} \frac{1-nr}{n-r} - \frac{k}{\pi} \cdot \frac{m-1}{m+1} \sqrt{\frac{(1+n)(1-r)}{(1-n)(1+r)}} ; \quad [22\,\mathrm{A}]$$

$$x = \frac{d}{\pi} \arcsin r + \frac{k}{\pi} \operatorname{Ar\,Cof} \frac{1-qr}{q-r} - \frac{b}{\pi} \operatorname{Ar\,Cof} \frac{1+pr}{p+r} . \quad [22\,\mathrm{B}]$$

1) R. Herzog, Arch. f. Elektrotechn. **29**, 790, 1935. Die dieser Arbeit entnommenen Formeln wurden in [ ] gesetzt.

Für große Werte von x ($r \to n$ bzw. $r \to q$) gehen diese Gleichungen über in:

$$x = \frac{d}{\pi} \arcsin n + \frac{k}{\pi} \ln \frac{2(1-n^2)}{n-r} - \frac{2k}{\pi} \frac{m-1}{m+n},$$

$$x = \frac{d}{\pi} \arcsin q + \frac{k}{\pi} \ln \frac{2(1-q^2)}{q-r} - \frac{b}{\pi} \operatorname{Ar\,Cof} \frac{1+pq}{p+q}.$$

Differenziert man die Gleichungen [22], so erhält man:

$$dx = \frac{d}{\pi} \frac{m+r}{n-r} \sqrt{\frac{1-r}{(1+r)^3}}\, dr, \qquad dx = \frac{d}{\pi} \frac{\sqrt{1-r^2}}{(p+r)(q-r)}\, dr.$$

Mit Hilfe dieser Beziehungen können nun die Integrale in den Gleichungen (4) und (5) berechnet werden. — Durch Einsetzen in Gleichung (4) erhält man nach längerer Zwischenrechnung:

$$\frac{\xi}{k} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{d}{k} \arccos n + 2 \frac{m-1}{m+n} - \ln 2(1-n) - \frac{q_1+q_2}{2V} \ln 2 \right\} \qquad (6\,\mathrm{A})$$

$$\frac{\xi}{k} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{d}{k} \arccos q + \frac{b}{k} \operatorname{Ar\,Cof} \frac{1+pq}{p+q} - \ln 2 \frac{1-q^2}{p+q} - \frac{q_1+q_2}{2V} \ln 2 \right\} \qquad (6\,\mathrm{B})$$

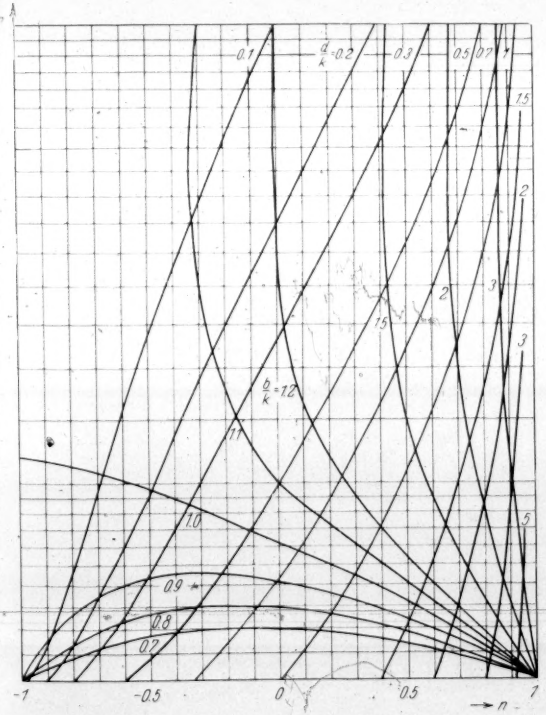


Fig. 2. Zur Entnahme der Hilfskonstanten im Falle A.

Für den Spezialfall $q_1 = -q_2$ wurden diese Gleichungen bereits in einer früheren Arbeit[1]) abgeleitet. Schon damals wurde gezeigt, daß durch geeignete Wahl von Blendenweite und -abstand $\xi = 0$ gemacht werden kann, das heißt also, daß das ideale Ersatzfeld die gleiche Länge besitzt wie die Kondensatorplatten. Dies ist namentlich beim radialen elektrischen Feld besonders vorteilhaft, da hierdurch die Apparaturachsen vor und nach dem Feld senkrecht auf den radialen Ebenen stehen, in denen die Kondensatorbögen enden.

Die Auswertung der Gleichungen (6) stellt eine recht umfangreiche Rechenarbeit dar. Um diese für den Experimentator entbehrlich zu machen, wurde für eine große Zahl von Blendenstellungen ξ/k berechnet und die Ergebnisse in der Fig. 3 zusammengefaßt. Auf den Koordinatenachsen wurden der relative Blendenabstand d/k und die relative Blendenweite b/k aufgetragen; jeder Blendenstellung entspricht nun ein Punkt

1) R. Herzog, Zeitschr. f. Phys. **97**, 596, 1935.

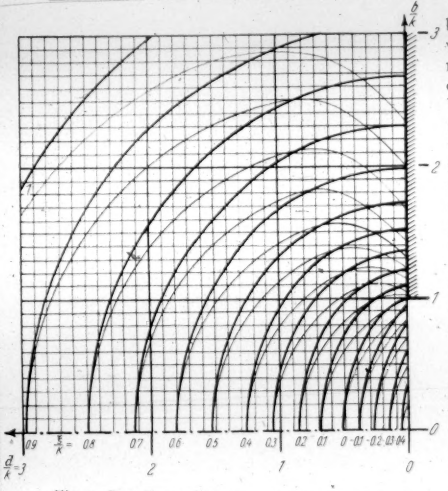


Fig. 3. Das Ersatzfeld überragt die Kondensatorplatten um die Strecke ξ. Die dünnen Kurven beziehen sich auf eine dünne Blende, die dicken Kurven auf eine dicke Blende. Die schraffierte Ecke stellt den Beginn einer Kondensatorplatte dar, die nach rechts und oben unendlich ausgedehnt ist; die zweite Platte ist zur d/k-Achse symmetrisch.

im Diagramm; dieser ist gleichzeitig das Bild der Blendenkante in einer maßstabgetreuen Zeichnung, bei der eine Kondensatorplatte die angedeutete Stellung hat und die zweite Platte symmetrisch zur Abszisse liegt. Die Kurvenscharen verbinden Punkte mit gleichem ξ/k, wobei sich die stark ausgezogenen Kurven auf eine sehr dicke Blende und die dünnen Kurven auf eine sehr dünne Blende beziehen. Für den Fall kleiner Blendenweite ist der Durchgriff des Feldes vernachlässigbar; daher hat hierbei dicke und dünne Blende die gleiche Wirkung und die entsprechenden Kurvenscharen berühren einander. Ferner ist es klar, daß sowohl mit wachsendem Blendenabstand als auch mit wachsender Blendenweite das Streufeld und damit auch ξ wächst. Auffallend ist jedoch das Verhalten bei dünner und weiter Blende (b größer als k): Entfernt man eine solche Blende von den Kondensatorplatten, so nimmt zunächst ξ ab, um erst bei größerem Abstand wieder zuzunehmen. Dies hat seine Ursache darin, daß die in geringer Entfernung befindliche Blende das Streufeld auf der Achse kräftiger abschirmt, als wenn sie sich unmittelbar vor den Platten befindet. Erst bei großem Blendenabstand wird das Feld der Stirnseiten der Kondensatorplatten bis zur Achse durchgreifen und die Ablenkung wieder vergrößern.

Bei unsymmetrischer Erdung der Kondensatorspannung tritt eine Verkürzung des homogenen Ersatzfeldes um den meist sehr kleinen Betrag $\frac{\Delta\xi}{k} = -0{,}11\,\frac{\varphi_1+\varphi_2}{V}$ auf; bemerkenswert ist, daß diese Verkürzung von der Blende gänzlich unabhängig ist. Durch passende Wahl der Erdung hat man es daher in der Hand, die wirksame Kondensatorlänge innerhalb enger Grenze zu variieren und kann somit auf diese Art kleine Fehler in der mechanischen Herstellung ausgleichen. Der hier berechnete Einfluß der Erdung auf die Länge des Ersatzfeldes wirkt dessen Ablenkfehler[1]) entgegen und verringert diesen um so mehr, je größer der Plattenabstand im Vergleich zur Länge ist.

Die Linsenwirkung des Streufeldes erhält man durch Einsetzen in Gleichung (5); nach längerer Zwischenrechnung, in deren Verlauf man auch die Gleichungen

$$\frac{d}{k} = \frac{1}{m+n}\cdot\sqrt{\frac{(n+1)^3}{1-n}} \quad \ldots [4\,\mathrm{A}]$$

bzw.

$$\frac{d}{k} = \frac{p+q}{1-q^2} \quad \ldots [4\,\mathrm{B}]$$

berücksichtigen muß, findet man:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{4V^2}\cdot\lim_{\substack{r\to\infty\\ r\to n}}\left\{\frac{(\varphi_2-\varphi_1)^2}{4\pi d}\left[\frac{(m-1)^2}{(m+n)\sqrt{m^2-1}}\arccos\left(-\frac{1+mr}{m+r}\right)+\frac{d}{k}\,\mathfrak{Ar\,Cof}\,\frac{1-nr}{n-r}\right.\right.$$
$$\left.\left.-\arccos(-r)\right]-\left(\frac{\varphi_2-\varphi_1}{2k}\right)^2\cdot\frac{k}{\pi}\left[\ln\frac{n+1}{n-r}-\frac{\varphi_1+\varphi_2}{2V}\ln 2\right]\right\} \qquad (\mathrm{A})$$
$$+\frac{1}{4V^2}\cdot\frac{(\varphi_1+\varphi_2)^2}{4\pi d}\left[\arccos(-n)-\sqrt{\frac{m-1}{m+1}}\arccos\left(-\frac{1+mn}{m+n}\right)\right].$$

1) R. Herzog, Zeitschr. f. Phys. **113**, 173, 1939.

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{4V^2} \cdot \lim_{\substack{d\to\infty \\ r\to q}} \left\{ \frac{(\varphi_2-\varphi_1)^2}{4\pi d} \left[\frac{d}{k} \operatorname{Ar\,Cof} \frac{1-qr}{q-r} - \frac{d}{k} \operatorname{Ar\,Cof} \frac{1+pq}{p+q} + \arccos(-r) + \arccos p \right] - \left(\frac{\varphi_2-\varphi_1}{2k} \right)^2 \frac{k}{\pi} \left[\ln \frac{p+q}{q-r} - \frac{\varphi_1+\varphi_2}{2V} \ln 2 \right] \right\} + \frac{1}{4V^2} \frac{(\varphi_1+\varphi_2)^2}{4\pi d} [\arcsin p + \arcsin q] \quad (B)$$

Wir spalten nun f nach

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \quad (7)$$

auf in einem Anteil f_1, der nur von der Feldstärke, und in einen Anteil f_2, der auch von der Art der Erdung der Platten abhängt und bei symmetrischer Spannung unendlich wird. Vernachlässigt man in diesen Gleichungen alle Glieder, die V^3 im Nenner enthalten, und bringt die nur von der Feldform abhängigen Glieder auf die rechte Seite, so erhält man:

$$\frac{f_1}{k}\left(\frac{\varphi_1-\varphi_2}{4V}\right)^2 = \frac{\pi}{\frac{k}{d}\cdot\frac{1}{m+n}\cdot\left[\frac{(m-1)^3}{m+1}\arccos\left(-\frac{1+mn}{m+n}\right)\right] - \frac{k}{d}\arccos(-n) + \ln 2\,(1-n)}; \quad (8A)$$

$$\frac{f_1}{k}\left(\frac{\varphi_1-\varphi_2}{4V}\right)^2 = \frac{\pi}{\frac{k}{d}\cdot\arccos p - \frac{k}{d}\arccos(-q) - \operatorname{Ar\,Cof}\frac{1+pq}{p+q} + \ln 2\,\frac{1-q^2}{p+q}}; \quad (8B)$$

$$\frac{f_2}{k}\left(\frac{\varphi_1+\varphi_2}{4V}\right)^2 = \frac{\pi}{\frac{k}{d}\arccos(-n) - \frac{k}{d}\left[\frac{m-1}{m+1}\arccos\left(-\frac{1+mn}{m+n}\right)\right]}; \quad (9A)$$

$$\frac{f_2}{k}\left(\frac{\varphi_1+\varphi_2}{4V}\right)^2 = \frac{\pi}{\frac{k}{d}\arcsin p + \frac{k}{d}\arcsin q} = \frac{\pi\cdot d}{\gamma\cdot k}. \quad (9B)$$

Die Bedeutung von γ entnimmt man der Figur (1B).

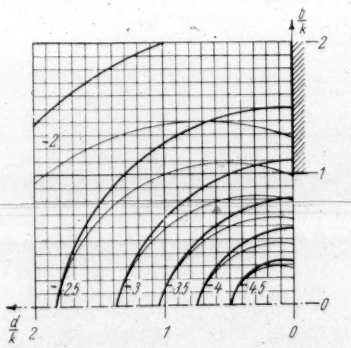


Fig. 4. Der Parameter bedeutet $\frac{f_1}{K}\left(\frac{\varphi_1-\varphi_2}{4V}\right)^2$.

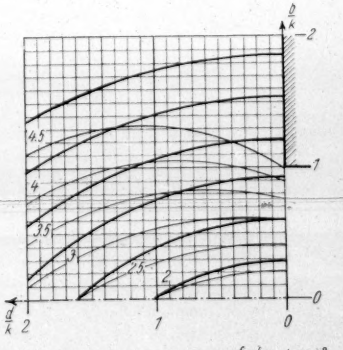


Fig. 5. Der Parameter bedeutet $\frac{f_2}{K}\left(\frac{\varphi_1+\varphi_2}{4V}\right)^2$.

Zur Erleichterung der praktischen Anwendung wurden auch die obigen Formeln für eine große Anzahl Blendenstellungen ausgewertet und die Ergebnisse in den Fig. 4 und 5 zusammengefaßt. Aus ihnen kann man den rechten von der Blendenstellung abhängigen Teil der Gleichungen (8) und (9) mit genügender Genauigkeit direkt ablesen, zumal die Linsenwirkung der Streufelder meist klein gegen jene des Hauptfeldes ist.

4. Linsenwirkung des gesamten Feldes

Die Ablenkung, die ein geladenes Teilchen beim Durchlaufen eines realen Feldes erleidet, setzt sich linear aus den Ablenkungen in den beiden Streufeldern und im homogenen Ersatzfeld zusammen. Daher kann man die Linsenwirkung des gesamten Feldes in der Weise ermitteln, daß man, wie in der geometrischen Optik, die Linsen der Streufelder und des Ersatzfeldes zusammensetzt. Die entsprechenden Formeln für drei Felder lauten[1]:

$$\xi_1 = \frac{f_1 f_1' \Delta_{2,3}}{\Delta_{1,2}\Delta_{2,3} + f_2 f_2'},$$

$$\xi_1' = \frac{-f_3 f_3' \Delta_{1,2}}{\Delta_{1,2}\Delta_{2,3} + f_2 f_2'},$$

$$f' = \frac{f_1' f_2' f_3'}{\Delta_{1,2}\Delta_{2,3} + f_2 f_2'}.$$

Hierin bedeuten die f_k und f_k' die Brennweiten der Einzellinsen, f' jene der Gesamtlinse; $\Delta_{1,2}$ und $\Delta_{2,3}$ die optische Distanz (Abstand der einander zugekehrten Brennpunkte) zwischen erster und zweiter bzw. zweiter und dritter Linse und ξ_1 bzw. ξ_1' die Abstände der Gesamtbrennpunkte vom vorderen Brennpunkt der ersten Linse bzw. vom hinteren Brennpunkt der dritten Linse. Alle diese Größen werden in der Strahlrichtung positiv gezählt.

Wir bezeichnen die Brennweiten der dünnen Streufeldlinsen am Feldanfang und -ende schlechtweg mit f_A bzw. f_E; ferner die des homogenen Ersatzfeldes mit f und jene des realen Gesamtfeldes mit F; diese Brennweiten seien positiv für eine Sammel- und negativ für eine Zerstreulinse. Ferner bezeichnen wir mit g' und g'' die Abstände der Brennpunkte des homogenen Ersatzfeldes bzw. mit G' und G'' jene des realen Gesamtfeldes vom Rand des Ersatzfeldes; diese Größen sind positiv, wenn die Brennpunkte außerhalb des Ersatzfeldes liegen. Der Zusammenhang dieser Größen mit den oben angeführten ist folgender:

$$f_1' = -f_1 = f_A;$$
$$f_2' = -f_2 = f;$$
$$f_3' = -f_3 = f_E;$$
$$f' = F;$$
$$\Delta_{1,2} = -(f_A + g');$$
$$\Delta_{2,3} = -(f_E + g'');$$
$$G' = f_A - \xi_1;$$
$$G'' = f_E + \xi_1';$$

Man erhält hieraus:

$$\left.\begin{aligned} F &= \frac{f f_A f_E}{(f_A+g')(f_E+g'') - f^2} \approx f\left(1 - \frac{g'}{f_A} - \frac{g''}{f_E}\right); \\ G' &= \frac{g' f_A (f_E+g'') - f^2 f_A}{(f_A+g')(f_E+g'') - f^2} \approx g'\left(1 - \frac{g'}{f_A} - \frac{f^2}{g' f_E}\right); \\ G'' &= \frac{g'' f_E (f_A+g') - f^2 f_E}{(f_A+g')(f_E+g'') - f^2} \approx g''\left(1 - \frac{g''}{f_E} - \frac{f^2}{g'' f_A}\right). \end{aligned}\right| \qquad (10)$$

Da meist f_A und f_E sehr groß gegen f ist, wurden in den Gleichungen (10) auch entsprechende Näherungen angegeben. Mit der Bestimmung der Kardinalpunkte des realen Gesamtfeldes ist das elektronenoptische Problem erster Ordnung für transgradiente elektrische Felder restlos gelöst.

5. Anwendungen und Beispiele

Die vorstehenden Rechnungen enthalten zwei Voraussetzungen, die bei praktischen Anwendungen meist nicht ganz zu erfüllen sind: Erstens sollen die Strahlen das Streufeld nahe der x-Achse und zweitens parallel zu dieser passieren. Wie wir jedoch aus den folgenden Beispielen sehen werden, ist die Linsenwirkung der Streufelder so gering, daß man die Rechnungen unbesorgt auf alle praktisch wichtigen Fälle anwenden kann. Man wird lediglich durch geeignete Hilfsblenden vermeiden, daß der Strahl zu nahe an die Kanten der Blenden und Kondensatorplatten herankommen kann.

A. Zylinderkondensator. Bei diesem sind die beiden obigen Voraussetzungen noch am

[1] Handb. d. Phys., Bd. 18, S. 38.

besten erfüllt; jedoch ist das Feld in seinem Innern nicht homogen, sondern die Feldstärke ist dem Radius umgekehrt proportional. Da aber meist der Abstand der Platten klein gegen den mittleren Radius ist, darf das Feld für diese Zwecke näherungsweise als homogen betrachtet werden.

Gegeben sei ein radiales elektrisches Feld mit 10° Öffnungswinkel und den Plattenradien $R_1 = 5{,}2$ cm, $R_2 = 5{,}0$ cm. Die Spannung sei symmetrisch geerdet, also $\varphi_2 = -\varphi_1$. Das Feld sei beiderseits durch dünne Blenden von $2b = 0{,}28$ cm Weite und $d = 0{,}2$ cm Abstand begrenzt. Gesucht wird zunächst der Ablenkwinkel jener Strahlen, die sich im Feld auf einem Kreis vom mittleren Radius $a = 5{,}1$ cm bewegen; die Bahn dieser Teilchen außerhalb des Feldes fällt mit den optischen Achsen zusammen. Ferner soll die Lage der Brennpunkte sowie die Brennweite des Gesamtfeldes berechnet werden.

Zunächst müssen wir die Länge des Ersatzfeldes bestimmen. Da $k = 0{,}1$ cm, wird $d/k = 2$ und $b/k = 1{,}4$; aus Fig. 3 entnehmen wir für dünne Blenden $\xi/k = 0{,}8$; also ist $\xi = 0{,}08$ cm. Auf dieser Strecke ist die Bahnkrümmung die gleiche wie im Feld. Bei einem mittleren Bahnradius $a_e = 5{,}1$ cm wird daher der Strahl in jedem Streufeld um 54′ abgelenkt. Die gesamte Strahlablenkung ist daher $\Phi_e = 54' + 10° + 54' = 11° 48'$.

Für die Berechnung der Linsenwirkung entnehmen wir der früher zitierten Arbeit:

$$f_e = \frac{a_e}{\sqrt{2}\sin\sqrt{2}\,\Phi_e} = 12{,}5_5 \text{ cm};$$

$$g_e = \frac{a_e}{\sqrt{2}\,\mathrm{tg}\,\sqrt{2}\,\Phi_e} = 12{,}0 \text{ cm}.$$

Ferner benötigen wir das Übersetzungsverhältnis $\ddot{u}$ des Kondensators; wir verstehen hierunter den Quotienten aus Beschleunigungsspannung und Ablenkspannung für jene Teilchen, die die mittlere Kreisbahn durchlaufen. Aus dem Kräftegleichgewicht findet man:

$$\ddot{u} = \frac{V}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{1}{2 \cdot \ln \dfrac{R_1}{R_2}}. \qquad (11)$$

In unserem Falle erhalten wir: $\ddot{u} = 12{,}75$. Aus Fig. 4 entnehmen wir nun $\frac{f_1}{k}\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{4V}\right)^2 = -1{,}8$; also ist

$$f_1 = f_A = f_E = -1{,}8 \cdot k \cdot 16 \cdot \ddot{u}^2 = -470 \text{ cm}.$$

Aus den Näherungsgleichungen (10) finden wir schließlich $F = 13{,}2$ cm, $G = 12{,}7$ cm. Hieraus sieht man, daß die Linsenwirkung der Streufelder so gering ist, daß sie jene des Ersatzfeldes nicht wesentlich verändert. Mit Rücksicht auf die schleifenden Schnitte der Strahlenbüschel wird man daher meist die Linsenwirkung der Streufelder vernachlässigen können. Eine Vernachlässigung der ablenkenden Wirkung der Streufelder hätte jedoch einen Fehler von etwa 18% im Ablenkwinkel und der Brennweite verursacht.

B. Ebener Plattenkondensator. Gegeben sei ein Kondensator mit 1,2 cm Plattenlänge und $2k = 0{,}4$ cm Plattenabstand. Das Feld sei begrenzt von einer dicken Eintrittsblende von $2b = 0{,}2$ cm Weite und $d = 0{,}4$ cm Abstand und einer dünnen Austrittsblende von $2b = 0{,}4$ cm Weite und $d = 0{,}1$ cm Abstand. Geerdet sei die bahninnere Platte ($\varphi_1 = 0$). Gesucht ist die „Empfindlichkeit" dieser Anordnung, also beispielsweise der Winkel, um den jene Strahlen abgelenkt werden, die die Spannung $V = 10\,\varphi_2$ durchfallen haben.

Für die Eintrittsblende ist $d/k = 2$, $b/k = 0{,}5$; aus Fig. 3 findet man: $\xi/k = 0{,}7$, also ist $\xi = 0{,}14$ cm. Für die Austrittsblende ist $d/k = 0{,}5$, $b/k = 1$; analog findet man: $\xi/k = 0{,}3$, also ist $\xi = 0{,}06$ cm. Da hier die Erdung unsymmetrisch angenommen wurde, haben wir noch das Glied $\Delta\xi/k = -0{,}11\,\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{V} = -0{,}01$ zu beachten; sein Betrag ist aber, verglichen mit der Länge des Ersatzfeldes, sehr klein (beiderseits je $-0{,}002$ cm) und darf deshalb vernachlässigt werden. Die Länge des Ersatzfeldes ist daher $L = 0{,}14 + 1{,}2 + 0{,}06 = 1{,}4$ cm. Die Formel zur Berechnung der Ablenkung entnehmen wir der eingangs zitierten Arbeit. Es ist hier $L \cdot s = k$ also $s = 0{,}143$. Ferner ist

$$\mathfrak{E}_\eta = \frac{\varphi_2}{2k} = \frac{0{,}1 \cdot V}{0{,}4} = \frac{V}{4}$$

und

$$E = e \cdot V.$$

Aus der dortigen Gleichung {4} findet man daher $\varrho = 5{,}425$ und aus Gleichung {16} . . . $\Phi = 10°21'$. Ohne Berücksichtigung der Streufelder würde der Ablenkwinkel nur 8°32′ betragen; auch hier beträgt also der Fehler fast 20 Proz. Die Austrittsstelle des Strahles ist um $L\eta_2 = \frac{L}{2\varrho} = 0{,}13$ cm von der Achse entfernt; der Abstand von der Kante der Kondensatorplatte oder Blende beträgt 0,07 cm, ist also noch groß genug, um obige Rechnungen unbesorgt anwenden zu können.

Die Brennweiten der Streufelder berechnet man hier mittels der Gleichung (7) und Fig. 4 und 5. Man findet $f_E = -2490$ cm und

$f_A = -2050$ cm; die Linsenwirkung der Streufelder ist also auch hier so gering, daß sie gegen jene des Ersatzfeldes ($f = 42$ cm) vernachlässigt werden kann.

Zusammenfassung

Die Ablenkung im Streufeld eines Kondensators, dessen Feld durch eine Blende begrenzt ist, wird berechnet und mit jener eines homogenen Ersatzfeldes verglichen. Der Achsenstrahl wird dann in beiden Fällen gleich stark abgelenkt, wenn das Ersatzfeld die Kondensatorplatten um die Strecke ξ überragt; sie ist für jede Blendenstellung aus der Fig. 3 direkt ablesbar. Auch für abgeschirmte Magnetfelder kann man aus der Fig. 3 die Länge des Ersatzfeldes entnehmen, vorausgesetzt, daß die Magnetisierung des Eisens noch genügend weit von der Sättigung entfernt ist.

Strahlen, die das Streufeld nicht in der Achse passieren, werden anders abgelenkt als jene im Ersatzfeld. Da dieser zusätzliche Ablenkwinkel $\Delta\alpha$ der Entfernung von der Achse proportional ist, kann man die Wirkung des Streufeldes durch eine dünne Linse beschreiben, deren Brennweite den Figuren 4 und 5 sowie der Gleichung (7) zu entnehmen ist. Für die meisten praktischen Fälle ist jedoch die Brennweite so groß, daß man sie vernachlässigen darf. Hiermit ist nachgewiesen, daß man berechtigt ist, bei Berechnung der Linsenwirkung transgradienter elektrischer Felder an Stelle des realen Feldes ein scharf begrenztes Ersatzfeld der Rechnung zugrunde zu legen.

Wien, I. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 23. November 1939)

Der Dopplereffekt an Wasserwellen[1])

(Ein Vorlesungsversuch)

Von Z. Gyulai

Die Vorführung der grundlegenden optischen Erscheinungen an Wasserwellen nach R. W. Pohl ist allgemein bekannt. Die Vorführung des Dopplereffektes gelingt akustisch sehr leicht mit einer rotierenden Pfeife[2]). Es ist aber möglich den Dopplereffekt auch an Wasserwellen vorzuführen, dabei kann man die Verkürzung oder Verlängerung der Wellenlängen mit bloßem Auge sehen.

Nehmen wir eine elektrische Stimmgabel oder einen elektrisch angetriebenen Tipper, welcher in der Sekunde ungefähr 20–50 Schwingungen macht, so erhalten wir an der Wasseroberfläche Kapillarwellen, und zwar in Form von schönen Kreisen. Lassen wir den Tipper über die Wasserfläche hinwegstreichen mit etwa 10–30 cm/sec Geschwindigkeit, so zeigen die Wasserwellen den Dopplereffekt. Die Wellen werden vor dem Tipper verkürzt, hinter dem Tipper verlängert (Fig. 1). Die Erscheinung ist

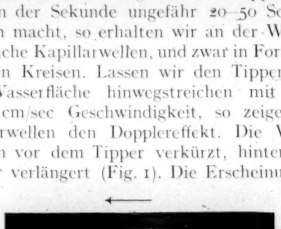


Fig. 1. Der Dopplereffekt an Wasserwellen. Der Wellenerzeuger bewegt sich in Pfeilrichtung.

mit bloßem Auge zu verfolgen, aber zur Vorführung nicht geeignet, weil das Bild nur kurze Zeit dauert. Zur Vorführung, und zwar zur Projektion an die Wand ist es zweckmäßig, die gegenseitige Bewegung von Tipper und Wasser zu vertauschen; d. h. der Tipper bleibt stehen und das Wasser fließt in langsamer Strömung vorbei. Mit einem waagerechten Kondensor wird die Wasseroberfläche auf die Wand abgebildet.

Verwendet man Dunkelfeldbeleuchtung, so erhalten wir an der Wand sehr schön die Wellenringe, wenn das Wasser steht. Diese Ringe werden seitlich verschoben, wenn das Wasser in langsamer Strömung ist (Fig. 2).

Fig. 2. Der Dopplereffekt an Wasserwellen. Das Wasser strömt in Pfeilrichtung.

1) War als Vortrag zum Physikertag in Marienbad angemeldet.

2) Eine leichte Ausführung bei Z. Gyulai, Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterricht **50**, 147, 1937.

Den Effekt kann man noch in etwas anderer Form, vielleicht technisch einfacher vorführen mit Hilfe eines einfachen dünnen Wasserstrahles. Man läßt vor dem vertikalen Kondensor einer Projektionslampe einen dünnen Wasserstrahl herunterfließen und wirft dessen Bild auf die Wand. Schiebt man jetzt seitlich einen dünnen Glasfaden oder eine Glasspitze in den Wasserstrahl hinein, so nimmt die Oberfläche des Wasserstrahles eine wellenartige Form an. Über der Glasspitze sind die Wellenlängen kürzer, unterhalb länger (Fig. 3 und 4). Von der Glasspitze gehen Kapillarwellen aus, und zwar nach oben, also gegen die Strömungsrichtung, und nach unten, also mit der Strömungsrichtung. Der Fall ist also analog dem vorhin beschriebenen Versuch.

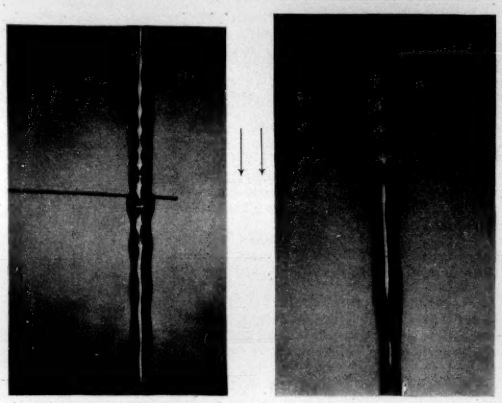


Fig. 3. Fig. 4.

Fig. 3. und 4. Der Dopplereffekt am Wasserstrahl. Das Wasser strömt in Pfeilrichtung

Wenn wir die Glasspitze etwas nach oben oder nach unten verschieben, also in Gebiete mit anderer Geschwindigkeit bringen, so sehen wir, daß sich die Wellenlängen entsprechend der Geschwindigkeit ändern. Die Wellenlängen erleiden noch wegen des verschiedenen Strahlquerschnittes Deformationen, aber qualitativ stört das nicht.

Debrecen, Physikalisches Institut der Universität, September 1939.

(Eingegangen 10. November 1939)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Ritter von Füchtbauer, Georg Simon Ohm. Ein Forscher wächst aus seiner Väter Art. Gr.-8°. VII u. 246 S. Mit zahlreichen Bildern, einer Stammtafel und einer Ahnentafel. Berlin 1939. VDI-Verlag. Geb. RM 7.50

Die vorliegende Lebensgeschichte Georg Simon Ohms, des Entdeckers des nach ihm benannten Grundgesetzes der elektrischen Ströme, ist herausgebracht worden zur Erinnerung an seinen 150. Geburtstag (geboren am 16. März 1789 zu Erlangen). Ohm, selbst unverehelicht geblieben, hat keine Nachkommen hinterlassen. Doch hatte er Geschwister, und so sind viele Briefe und mündlich überlieferte Erinnerungen erhalten geblieben. Diese hat ein Großneffe Ohms, Oberst Ritter v. Füchtbauer, mit großer Liebe gesammelt und mit Geschick in der vorliegenden Biographie zu einem lebendigen Bild des großen Physikers gestaltet. Aber nicht nur über Ohm selbst, sondern auch über seine Vorfahren ist viel überliefert. Und so zeigt uns Füchtbauer, wie aus den westfälischen Schmieden und Schlossern sich der Übergang zum gelehrten Naturforscher vollzieht. Träger dieses Übergangs ist Ohms Vater, der – selbst noch Schlossermeister – sich außerdem mit Leidenschaft dem Studium der Mathematik widmete. Er unterrichtete auch seine beiden Söhne selbst darin, mit so hervorragendem Erfolg, daß der Erlanger Mathematiker v. Langsdorf ein Prüfungszeugnis für den 15jährigen Georg Simon 1804 mit dem Satze schloß: „Möchte doch diese Familie, aus der vielleicht die beiden Brüder Bernoulli wieder auferstehen, die solchem Fleiße und solchen Talenten und die den Wissenschaften selbst gebührende Achtung und Unterstützung finden."

Beim Lesen des Buches sehen wir, daß es – nach vollbrachter Leistung – noch recht lange gedauert hat, bis dieser Wunsch für Ohm in Erfüllung ging. Und vielleicht wäre ihm weder die Leistung noch der Erfolg beschieden gewesen, wenn

ihm nicht in dem lebensgewandteren jüngeren Bruder, dem „reinen Mathematiker", ein Helfer erstanden wäre, der ihm alle äußeren Schwierigkeiten immer wieder aus dem Wege räumte.

Wenig bekannt ist wohl die Tatsache, daß dem richtigen „Ohmschen Gesetz" des Jahres 1826 zunächst ein unrichtiges im Jahre 1825 vorausging, bedingt dadurch, daß Ohm zunächst keine Stromquelle besaß, die gleichbleibende Ströme lieferte. Erst als er auf Poggendorffs Rat mit Thermoelementen arbeitete, kam er zum richtigen Gesetz. Mit dieser Entwicklung mag es zusammenhängen, daß seine Leistung zunächst nicht entsprechend gewürdigt wurde.

Der Schwerpunkt des Werkes liegt im Biographischen. Der Physiker kommt noch dadurch besonders auf seine Rechnung, daß aus der Hand eines andern Großneffen Ohms, des Physikers Füchtbauer, ein Kapitel über Ohms bedeutendste wissenschaftliche Leistungen beigefügt ist. Aus ihm ist u. a. zu entnehmen, daß Ohm auch in der Akustik grundlegende Arbeit geleistet hat.

Die Ausstattung des Werkes mit gutem Bildwerk (Porträts. Wiedergabe von Briefen usw.) darf als weiterer Vorzug neben den genannten anderen gebucht werden. L. Schiller

A. Thiel, Absolutkolorimetrie. 8°. XV u. 216 S. Berlin 1939. Verlag W. de Gruyter & Co. Preis geb. RM 10.80.

Die gewöhnliche Kolorimetrie verglich eine Versuchslösung mit unbekanntem und eine Vergleichslösung mit bekanntem Gehalt an färbendem Stoff, erreichte dabei aber oft nur geringe Genauigkeit. Nach der weiteren Entwicklung über Mischfarben- und Spektralkolorimetrie ging nun der Verfasser dazu über, statt der Vergleichslösung desselben Stoffes ein universelles Lichtschwächungsmittel, die Graulösung oder den Graukeil, zu benutzen, und damit eine absolute Farbmessung zu schaffen. Damit konnte er die Genauigkeit so weit steigern, daß die auf dieser Grundlage aufgebauten Arbeitsmethoden mit den sonst in der analytischen Chemie angewandten konkurrenzfähig wurden. Nach einer allgemein orientierenden Einführung über Apparatur und Methode findet man in dem vorliegenden Buch genaue Vorschriften für allgemeine analytisch-chemische Verfahren und in dem zweiten Teil Verfahren für biologisch-medizinische Zwecke. In jedem Falle handelt es sich um Vorschriften, die sich bereits längere Zeit bewährt haben. Der Analytiker wird daher dieses Buch gern zu Rate ziehen. Rogowski

Robert L. Weber, A Manual of Heat and Temperature Measurement. 4°. VII u. 144 S. Mit 162 Figuren u. 21 Tabellen. Ann Arbor, Michigan 1939. Edwards Brothers. $ 2.85.

Die Herausgabe des Buches, welches die Praktikumseinrichtungen des Pennsylvania State College wiedergibt und für jüngere Chemie- und Physikstudenten bestimmt ist, wird begründet mit der Wichtigkeit genauer Temperaturmessungen in der Industrie. Es ist sehr weitläufig geschrieben, alle auszuführenden Handgriffe sind der Reihe nach aufgezählt, so daß der Student zunächst ohne mündliche Anweisung durch den Lehrer an die Arbeit gehen kann — falls genau die im Buche vorgesehenen Apparate zur Verfügung stehen. Diese aber sind oft Präzisionsinstrumente von hohem Wert, wie sie an deutschen Hochschulen im Anfängerpraktikum kaum in diesem Umfange verwendet werden. Dieser Umstand, sowie überhaupt die bis ins einzelne gehenden Gebrauchsvorschriften, so vorteilhaft sie an sich sind, dürften die Einführung des Buches an anderen, bereits fertig eingerichteten Hochschulen erschweren.

Der Stil ist klar und präzis. Den zwanzig „Experimenten" aus allen Gebieten der Wärmelehre ist sehr zweckmäßig ein ausreichender theoretischer Teil vom etwa doppelten Umfange vorausgeschickt. Zahlreiche Abbildungen in einem für uns ungewohnten Maßstabe (eine volle Seite für das Lichtbild eines Potentiometerkastens!) sind beigefügt. Den theoretischen Kapiteln folgt jeweils eine Anzahl „Problems", d. h. Fragen zum Nachdenken und Rechenaufgaben. Möbius

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Universität Berlin Dr. Alexander Dinghas, an der Technischen Hochschule Berlin Dr.-Ing. Karl Jaeckel und an der Universität Jena Dr. Wilhelm Damköhler für Mathematik, an der Landwirtschaftlichen Fakultät der Universität Berlin Dr. Walther Kutzner für Physik, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Paul Drossbach für Physikalische Chemie und Elektrotechnik.

Ernannt: Der ord. Professor für Mechanik an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Wilhelm Müller in gleicher Eigenschaft an der Universität München, der Dozent für Theoretische Physik an der Universität Gießen Dr. Josef Meixner zum ord. Professor an der Universität Graz, der außerord. Professor an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Ratje Mügge zugleich an der Universität Frankfurt a. M. für Geophysik.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor für Chemie an der Hochschule für Bodenkultur in Wien Dr. Milan Josef Striter.

Gestorben: Der ord. Professor der Organischen Chemie an der Deutschen Technischen Hochschule Graz Dr. Franz Wenzel, der frühere ord. Professor der Pharmakognosie, pharmazeutischen und gerichtlichen Medizin an der Universität Bern Dr. Alexander Tschirch, der im Ruhestand befindliche a. o. Professor für Chemie an der Universität Leipzig Dr. Carl Schall.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.